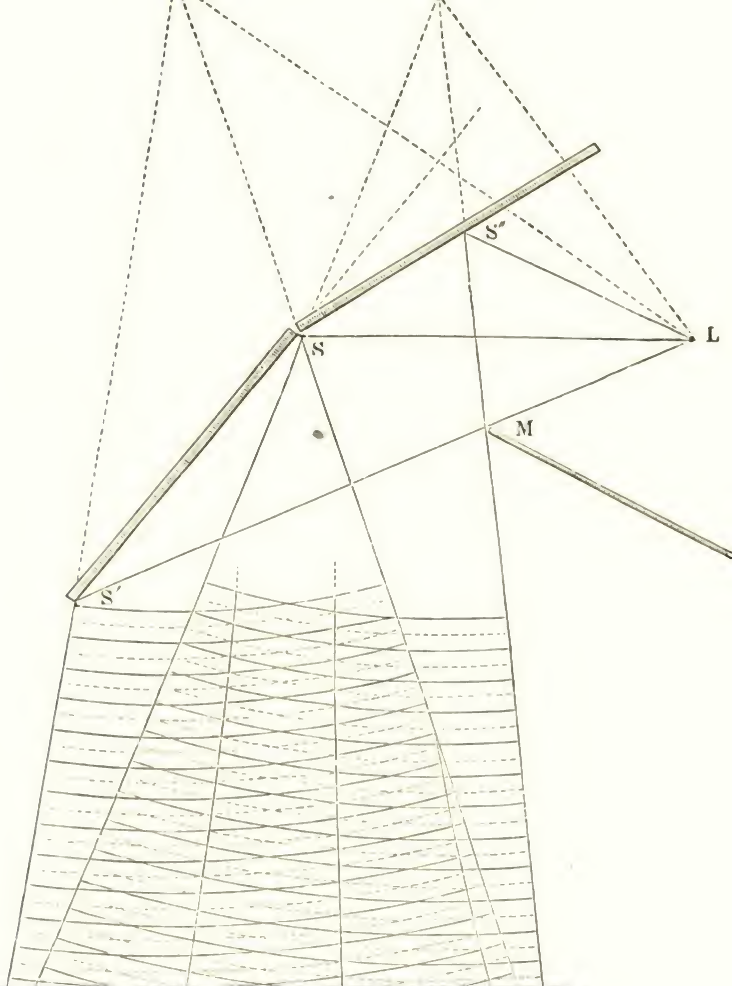


Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie

Ernst Gehrcke


LELAND·STANFORD·JVNIOR·VNIVERSITY



DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG
NATURWISSENSCHAFTLICHER UND MATHEMATISCHER
MONOGRAPHIEN

SIEBZEHNTES HEFT

DIE ANWENDUNG DER INTERFERENZEN IN DER SPEKTROSKOPIE UND METROLOGIE

VON

DR. E. GEHRCKE
PRIVATDOZENT AN DER UNIVERSITÄT BERLIN, TECHNISCHER HILFSARBEITER AN DER
PHYSIKALISCH-TECHNISCHEN REICHSANSTALT

MIT 73 EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN
1906

DIE ANWENDUNG

DER

INTERFERENZEN

IN DER

SPEKTROSKOPIE UND METROLOGIE

VON

DR. E. GEHRCKE

PRIVATDOZENT AN DER UNIVERSITÄT BERLIN, TECHNISCHER HILFSARBEITER AN DER PHYSIKALISCH-TECHNISCHEN REICHSANSTALT



MIT 73 EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN

1906

Published November 9, 1906.

VORWORT.

Im vorliegenden Buche habe ich, einem Wunsche der Verlagsbuchhandlung gern Folge gebend, die neueren Anwendungen der Interferenzen darzustellen versucht. An ähnlichen Bearbeitungen dieses Themas existieren bereits die Werke von J. Macé de Lépinay, Franges d'interférences et leurs applications métrologiques, Scientia No. 14, 1902, und von A. A. Michelson, Light waves and their uses, The decennial publications of the university of Chicago 2. series, Vol. III, 1903. Ich habe mich daher dieser beiden sehr wertvollen Vorarbeiten vielfach und mit großem Nutzen bedienen können. Trotzdem wird man in der vorliegenden Darstellung vieles Neue finden, was an den genannten Orten nicht steht, und andererseits habe ich manche älteren Dinge, über welche dort berichtet wird, gar nicht oder nur sehr kurz aufgenommen.

Ich habe mich bemüht, meine Darstellung auf eine mathematisch strenge und zugleich elementare und anschauliche Basis zu stellen. Dabei suchte ich keineswegs nur dem allgemeinen Zweck dieser, mit dem Namen „die Wissenschaft“ bezeichneten Monographien gerecht zu werden, sondern ließ mich nicht zuletzt von dem Gedanken leiten, daß es möglich sein muß, für jede, selbst die komplizierteste physikalische Wahrheit einen Ausdruck zu finden, der ihren

Inhalt einem mit geringen Kenntnissen und gesundem Menschenverstand begabten Leser näher führt und klar verständlich macht. Natürlich bin ich weit davon entfernt, zu meinen, ich hätte dieses hohe Ziel überall erreicht.

Man hört zuweilen in Kreisen, die der Physik nahe stehen, ja sogar auch innerhalb dieser Kreise und von autoritativer Seite die Meinung äußern, daß die Optik als eine aufs höchste gesteigerte physikalische Disziplin ihre Entwickelung der Hauptsache nach abgeschlossen hätte; die Optik, so sagt man wohl, könne noch hier und da im kleinen weiter ausgebaut werden, die großen Probleme seien indessen bereits sämtlich gelöst. Wie irrig diese Ansicht ist, geht, so hoffe ich, auch aus meiner vorliegenden kurzen Bearbeitung eines eng begrenzten Teiles der Optik hervor; möge sie mit dazu beitragen, die genannte Ansicht zu zerstören.

Wenn auch in vorliegender Darstellung kein Anspruch auf Vollständigkeit hinsichtlich der Einzelheiten erhoben wird, so meine ich doch, alle hierhergehörigen Tatsachen von prinzipieller Bedeutung lückenlos angeführt zu haben. Für jeden Hinweis auf etwaige Unterlassungssünden, sowie auch auf Fehler oder Unklarheiten würde ich sehr dankbar sein.

Berlin, im Oktober 1906.

Der Verfasser.

INHALTSVERZEICHNIS.

I. Teil.

Allgemeine Einleitung.

Seite

§ 1. Wellenbewegung 1
§ 2. Lichtwellen 2
§ 3. Funktion der Linsen 3
§ 4. Das Auge als optischer Apparat 6
§ 5. Fernrohr und Mikroskop 7
§ 6. Helligkeit der durch Linsen erzeugten Bilder 8
§ 7. Wellenlänge, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Schwingungsdauer 11
§ 8. Sinuswellen 12
§ 9. Prinzip der Superposition 14

II. Teil.

Erzeugung und Theorie einiger ausgewählter Interferenzerscheinungen.

§ 10. Fresnels Spiegelversuch 15
§ 11. Interferenzen an planparallelen Platten 17
§ 12. Interferenzen an keilförmigen Platten 20
§ 13. Fresnels Biprisma, Newtons Farbenglas, Michelsons Interferometer 21
§ 14. Überlagerung der Interferenzen verschiedener Wellenlängen 25
§ 15. Die Quecksilberlampe 27
§ 16. Intensitätsverteilung der Interferenzen an planparallelen Platten 31
§ 17. Berücksichtigung der vielfach reflektierten Strahlen 36
§ 18. Weitere Diskussion der berechneten Intensitätsverteilung . . 39
§ 19. Intensitätsverteilung der Interferenzen im reflektierten Lichte 41
§ 20. Planparallele Luftplatte zwischen zwei rechtwinkeligen Glasprismen 42
§ 21. Vorhandensein zweier komplementärer Interferenzsysteme im reflektierten Licht 44

Seite
§ 22. Beugung des Lichtes an einer Öffnung 45
§ 23. Beugung an mehreren (spaltförmigen) Öffnungen 49

III. Teil.

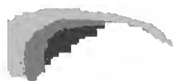
Spektralapparate.

§ 24. Fizeaus Modifikation des Newtonschen Farbenglases . . 51
§ 25. Ausbildung der Fizeauschen Methode durch Michelson 54
§ 26. Fraunhofers Beugungsgitter 55
§ 27. Reflexionsgitter 56
§ 28. Interferometer von Perot und Fabry. Lummers Doppelkeil 57
§ 29. Michelsons Stufengitter 60
§ 30. Interferenzspektroskop von Lummer und Gehrcke . . . 61
§ 31. Allgemeine Theorie aller auf der Erzeugung von Interferenzstreifen beruhender Spektralapparate 62
§ 32. Abhängigkeit der Intensitätsverteilung der Interferenzen von der Breite des Kollimatorspaltes 69
§ 33. Auflösungsvermögen und Dispersionsgebiet 71
§ 34. Interferenzpunkte 75
§ 35. „Falsche“ Spektrallinien und ihre Erkennung mit Hilfe der Interferenzpunkte 77
§ 36. Auflösungsvermögen des Prismas 80
§ 37. Einfluß der Beugung an der Öffnung einer Linse auf die von ihr entworfenen Bilder. Grenze der Auflösung im Fernrohr und Mikroskop 82
§ 38. Einfluß der Beugung auf die Sichtbarkeit der Interferenzen an keilförmigen und planparallelen Platten 87

IV. Teil.

Auswahl von Resultaten der spektroskopischen Forschung über den Mechanismus des Leuchtens.

§ 39. Trabanten 88
§ 40. Dopplersches Prinzip. „Breite“ der Spektrallinien . . . 91
§ 41. Abhängigkeit der Breite der Spektrallinien von der Temperatur, dem Molekulargewicht und der Erregungsart . 93
§ 42. Der Stark-Effekt 96
§ 43. Einfluß des Druckes auf die Wellenlänge 97
§ 44. Der Zeeman-Effekt 99
§ 45. Theorie des Zeeman-Effektes 101
§ 46. Anomaler Zeeman-Effekt. Dissymmetrie in schwachen Feldern 108
§ 47. Interferenzfähigkeit des Lichtes einzelner Spektrallinien . 109
§ 48. Serien 110



V. Teil.

Anwendungen der Interferenzen zu physikalischen Messungen und in der Metrologie.

Seite

§ 49. Bestimmung von Variationen der optischen Dicke sogen. planparalleler Platten 113
§ 50. Anwendungen der Interferenzen zu verschiedenen physikalischen Messungen 114
§ 51. Anwendungen der Interferenzen in der Astronomie . . . 117
§ 52. Interferentialrefraktor von Jamin 120
§ 53. Modifikationen von Michelsons Interferometer 121
§ 54. Lichtwellen als Längeneinheiten 124
§ 55. Michelsons Auswertung des Meters in Lichtwellen . . . 127
§ 56. Methode von Benoit zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen 134
§ 57. Methode von Perot und Fabry zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen 136
§ 58. Einheit der Masse 137
§ 59. Methode von Macé de Lépinay zur Messung der Dicke und des Brechungsexponenten planparalleler Platten . . 138
§ 60. Wellenlängennormalen 139
§ 61. Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum 140

Literaturverzeichnis 146
Alphabetisches Register 155
Berichtigungen 160

I. Teil.

Allgemeine Einleitung.

§ 1. **Wellenbewegung.** Eine Wellenbewegung ist eine rhythmische Bewegung. Im folgenden wollen wir das Gesetz dieses Rhythmus behandeln und die physikalischen Eigenschaften der Wellen, insbesondere der Lichtwellen, näher studieren.

Den bekanntesten Vorgang einer Wellenbewegung bilden die Wasserwellen. Wenn wir einen Stein in einen Teich werfen, so entsteht ein konzentrisches System kreisförmiger Wellen, die ruhig über die Oberfläche des Teiches dahinziehen. Der unbefangene Beobachter dieser Erscheinung steht unter dem Eindrucke, daß hier eine Reihe ringförmiger Wassermassen, die „Wellen" oder besser die „Wellenberge", über die Oberfläche des Wassers fortgleiten. Diese Meinung ist aber, wie ein genaueres Studium zeigt, irrig. Sie wird auch durch die alltägliche Beobachtung erschüttert, daß kleine, frei im Wasser schwimmende Teilchen, wie ein Stückchen Holz und dergleichen, nicht mit der Welle fortgeführt werden, sondern sich lediglich auf- und abwärts bewegen und an dem Orte, wo sie einmal sind, stehen bleiben.

Wenn wir also trotzdem von der Bewegung und Fortpflanzung einer Welle reden, so drücken wir damit die Bewegung einer gedachten, geometrischen Fläche, der Oberfläche der Welle, aus. Wir übertragen also den Begriff der Bewegung, den man sonst gewöhnlich auf Körper anwendet, auf einen nichtkörperlichen Träger. Im Falle der Wasserwellen ist diese Art der Betrachtung allerdings zuweilen bequem, aber immerhin nur von geringerer Bedeutung, weil man den beobachteten Vorgang unschwer auf die Bewegung der auf und ab schwingenden Teilchen des Wassers

zurückführen kann. Von größerer Wichtigkeit wird diese Art der Betrachtung aber in solchen Fällen, wo es sich um Erscheinungen handelt, deren wellenartiger, rhythmischer Charakter unzweifelhaft feststeht, bei denen indes über den eigentlichen Träger der Bewegung gar nichts oder nichts Sicheres ausgesagt werden kann.

Wenn die Sonne 12 Stunden lang die Erdoberfläche bestrahlt hat und darauf eine 12stündige Nacht folgt, dann wieder Bestrahlung usf., so schreitet die der Erde erteilte Wärme nach dem Inneren langsam weiter, es pflanzt sich eine „Temperaturwelle“ in die Erde hinein fort. Auch hier beschreiben wir einen Vorgang von wellenartigem Charakter — die der Erde erteilten periodischen Temperaturschwankungen lassen sich direkt nachweisen — in seinem zeitlichen und räumlichen Verlaufe mit Hilfe der Annahme eines nichtkörperlichen Trägers einer Bewegung. Zwar lehrt die kinetische Wärmetheorie, daß auch hier der eigentliche Träger der Bewegung von körperlicher Natur sein soll, und daß wir es im Falle der Temperaturwellen mit Molekularbewegungen von periodisch wechselnder Stärke zu tun haben. Aber es ist oft unbequem, diese, überdies hypothetische, Erklärung zu benutzen. Wenn wir andererseits die Bewegung nichtkörperlicher Träger zulassen, so benutzen wir eine anfangs vielleicht fremdartig erscheinende Methode der Beschreibung, halten uns aber frei von schwer zu beweisenden Aussagen über die Natur eines Vorganges, den wir lediglich in seinen Teilen und in seiner geometrischen Gruppierung quantitativ untersuchen können.

§ 2. **Lichtwellen.** Die Beobachtungen, welche an den Lichterscheinungen angestellt werden können, drängen zu der Annahme, daß das Licht ein wellenartiger Vorgang ist. Man nennt die hierauf gegründete Theorie des Lichtes, welche schon einige hundert Jahre alt ist und auf Huyghens zurückgeführt wird, die Undulationstheorie. Über den körperlichen Träger der Lichtschwingungen wissen wir nichts Bestimmtes. Zwar hat man verschiedene Hypothesen von einem sogenannten „Lichtäther“ oder „Weltäther“ aufgestellt, aber begründete Aussagen über die körperliche Beschaffenheit desselben lassen sich nicht machen. Gerade beim Licht bewährt sich deshalb die oben auseinander-

gesetzte Art der Betrachtung eines fortgepflanzten, nichtkörperlichen Zustandes, und wir wollen sie im folgenden durchweg benutzen.

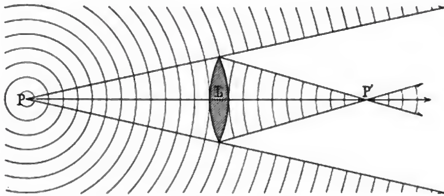
Wir gehen von der Anschauung aus, daß der Vorgang, welcher von jeder Flamme, von jedem glühenden oder leuchtenden Körper ausgeht und den wir Licht nennen, in der Fortpflanzung eines Schwingungszustandes besteht, der überaus rasch wechselt und mit beträchtlicher Geschwindigkeit fortschreitet. Jede Richtung, längs der sich eine Lichtwelle fortpflanzt, nennen wir einen Lichtstrahl; die Flächen, welche von den senkrechten Trajektorien der von einem leuchtenden Punkt ausgehenden Lichtstrahlen gebildet werden, heißen Wellenflächen. Ein frei im Raume befindlicher leuchtender Punkt sendet nach allen Richtungen Lichtstrahlen aus; die Wellenflächen desselben sind mithin Kugeln, die den leuchtenden Punkt zum Mittelpunkt haben. Bevor wir indes die Schwingungsverhältnisse längs eines Lichtstrahles weiter verfolgen, wollen wir einige Hilfsapparate kurz behandeln, deren wir uns später vielfach bedienen werden.

§ 3. **Funktion der Linsen.** Kugelwellen, welche von einem frei im Raume befindlichen leuchtenden Punkte ausgehen, werden beim Auffallen auf irgend einen Körper in der verschiedenartigsten Weise modifiziert. Wir wollen hier zunächst die Veränderung betrachten, welche eine sphärische Glaslinse auf die Lichtwellen ausübt. Diese Wirkung ist dadurch charakterisiert, daß alle von einem leuchtenden Punkte ausgegangenen, die Linse durchsetzenden Lichtstrahlen derartig abgelenkt werden, daß sie (oder ihre Verlängerungen) sich wieder in einem einzigen Punkte schneiden. Man drückt dies auch kurz so aus: Eine sphärische Linse bildet homozentrische Strahlen homozentrisch ab. Folgende Beispiele werden dies näher erläutern:

1) Die von dem leuchtenden Punkt P (vgl. Fig. 1 a. f. S.) ausgehenden Kugelwellen werden, soweit sie die Konvexlinse L treffen, in neue Kugelwellen verwandelt, die nach einem Punkte P' konvergieren, durch ihn hindurchgehen und sich dann von P' aus divergierend fortpflanzen. P' verhält sich somit für ein in den zuletzt genannten Divergenzraum der Strahlen gebrachtes Auge ganz so wie ein wirklicher, leuchtender Punkt. Man nennt P' deshalb das reelle Bild von P.

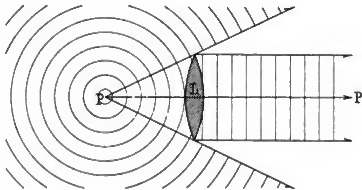
2) Wenn man den leuchtenden Punkt P näher an die Linse heranführt, so rückt das Bild P' immer weiter fort. In einer gewissen Position von P liegt P' im Unendlichen (Fig. 2). Es werden dann also die auf die Linse L fallenden Kugelwellen in ebene Wellen verwandelt oder, was dasselbe ist, die Lichstrahlen werden parallel gemacht.

Fig. 1.



3) Rückt P noch näher an die Linse L heran, so divergieren die durch die Linse tretenden Strahlen, derart, daß ihre rückwärtigen Verlängerungen sich in einem Punkte P' schneiden (Fig. 3). Dieser Punkt P' rückt mit abnehmender Entfernung zwischen P und L immer näher an die Linse heran (in der Figur von links nach rechts); er verhält sich für ein in den Strahlen-

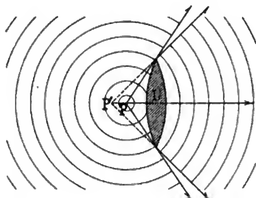
Fig. 2.



gang gehaltenes Auge gerade so, als befände sich ein wirklicher leuchtender Punkt am Orte P', und als wäre die Linse gar nicht vorhanden. Man nennt in diesem Falle P' das virtuelle Bild von P; virtuell zum Unterschied von reell, weil es keine wirkliche Vereinigung von Strahlen, sondern nur eine Vereinigung der Verlängerungen solcher darstellt.

Man kann die Eigenschaften einer Linse leicht demonstrieren, wenn man als leuchtenden Punkt P den kleinen, intensiv leuchtenden Krater einer Bogenlampe anwendet und in den Strahlengang Tabaksrauch hineinbläst; dadurch wird der Verlauf des Lichtes sichtbar gemacht.

Fig. 3.



Die oben betrachteten Vorgänge der Abbildung kann man auch durch eine Formel darstellen. Bezeichnet a die Entfernung PL (Gegenstandsweite), b die Entfernung $P'L$ (Bildweite), f eine für die Linse charakteristische Konstante, so gilt das Gesetz:

$$1) \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

In obigen Beispielen (Fig. 1 bis 3) ist für f der Wert 6 angenommen worden. Ferner wurde willkürlich gesetzt:

1) $a = 13$ (Fig. 1). Dann folgt $b = 11{,}1$;

2) $a = 6$, mithin $= f$ (Fig. 2). Dann folgt $b = \infty$. — f ist also diejenige Bildweite, in der sich ein leuchtender Punkt befinden muß, damit die von ihm ausgehenden Strahlen in parallele Strahlen verwandelt werden. Oder, da a und b in obiger Formel 1) vertauscht werden können: f ist diejenige Gegenstandsweite, in der die von einem unendlich weit entfernten Punkte herkommenden, parallelen Strahlen vereinigt werden. Man nennt f die Brennweite der Linse.

3) $a = 2$ (Fig. 3). Dann folgt $b = -3$. Das negative Zeichen gibt an, daß ein eigentliches Bild P' nicht existiert, sondern nur eine virtuelle Strahlenvereinigung auf derselben Seite der Linse, wo auch P gelegen ist.

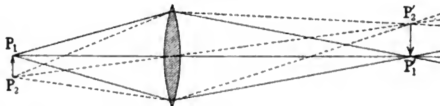
Die Eigenschaft der Linsen, homozentrisch abzubilden, ist nicht nur für solche leuchtenden Punkte P bestimmt, welche, wie in den Fig. 1 bis 3, in der Achse der Linse L liegen, sondern sie bleibt auch für außerhalb der Achse befindliche Punkte angenähert bestehen, um so genauer, je näher diese der Achse liegen. Wenn wir zwei in einer Ebene senkrecht zur Achse

befindliche Lichtpunkte P_1 und P_2 haben, so entstehen (Fig. 4) unter denselben Voraussetzungen wie in Fig. 1, zwei reelle Bildpunkte P_1' und P_2', ebenfalls in einer Ebene senkrecht zur Achse. Da die Eigentümlichkeit besteht, daß Lichtstrahlen, welche durch den Mittelpunkt der Linse gehen, ihre Richtung nicht verändern, so steht die Entfernung $P_1 P_2$, die „lineare Gegenstandsgröße", mit der „linearen Bildgröße" $P_1' P_2'$ in der Beziehung:

$$2) \quad \ldots\ldots \quad P_1' P_2' = P_1 P_2 \cdot \frac{b}{a} .$$

Diese Formel behält auch für virtuelle Bilder Gültigkeit. — Wenn a sehr groß ist, wird, wie man sieht, die Bildgröße $P_1' P_2'$ sehr klein; die „Bildebene" fällt dann mit der „Brennebene" zusammen, wo (vgl. Gl. 1) $b = f$ ist. — Wenn a sehr klein, wird

Fig. 4.



das Bild sehr groß, seine Größe (da b negativ, vgl. Gl. 1) ebenfalls negativ. Dies besagt, daß das hier entstehende virtuelle Bild die entgegengesetzte Lage hat wie das reelle: während das letztere ein umgekehrtes Bild ist, steht das virtuelle Bild aufrecht.

§ 4. **Das Auge als optischer Apparat.** Das menschliche Auge besteht, wie dasjenige aller Wirbeltiere, aus einer Camera obscura. Wenn wir einen Gegenstand sehen wollen, so müssen wir ihn mit unserer Augenlinse abbilden, indem wir von ihm ein reelles Bild auf dem Augenhintergrund, der Netzhaut, entwerfen. Nur wenn ein solches Bild zustande kommt, ist ein normaler Sehakt möglich.

Die Linse des Auges zeichnet sich vor den künstlich hergestellten Glaslinsen dadurch aus, daß ihre Brennweite f innerhalb weiter Grenzen variabel ist. Damit besteht, wie aus Formel 1) folgt, die Möglichkeit, Gegenstände in verschiedenen Entfernungen a vom Auge in konstanter Bildweite b abzubilden.

Der Sehakt ist, soweit die durch das Auge vermittelte Bilderzeugung auf der Netzhaut in Frage kommt, an drei Bedingungen gebunden:

1. Der zu sehende Gegenstand muß genügend viel Licht aussenden, um ein genügend helles Bild zu ergeben. Die geringste Helligkeit, welche ein Gegenstand haben darf, um sichtbar zu werden, hängt von den verschiedensten Umständen ab. Ein im Dunkeln gut ausgeruhtes, normales Auge vermag noch außerordentlich geringe Helligkeiten wahrzunehmen.

2. Der zu sehende Gegenstand muß genügend weit vom Auge entfernt sein. Es existiert nämlich ein Schwellenwert für die kleinste Gegenstandsweite oder „Sehweite" a_0, welchem ein Schwellenwert für die kleinste von der Augenlinse herstellbare Brennweite f_0 entspricht. Für ein normales Auge ist a_0 ungefähr $= 10$ cm; Gegenstände, die dem Auge näher sind als diese Größe, vermag die Linse des Auges nicht mehr scharf auf der Netzhaut abzubilden, für solche würde das Bild hinter die Netzhaut fallen. — In abnormen Fällen kann die Grenze a_0 bedeutend größer sein und 50 cm und mehr betragen. — Eine obere Sehweite existiert für normale Augen nicht, wohl aber für „kurzsichtige" Augen.

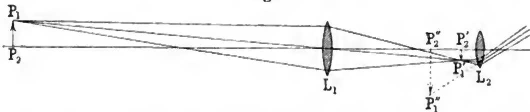
3. Der zu sehende Gegenstand muß unter einem genügend großen Gesichtswinkel erscheinen, um ein hinreichend großes Netzhautbild zu ergeben. Zwei leuchtende Punkte, deren Abbilder auf der Netzhaut näher liegen als etwa 0,005 mm, werden nicht mehr getrennt wahrgenommen, sondern erscheinen als ein einziger leuchtender Punkt. Dies hängt damit zusammen, daß die Größe der lichtempfindlichen Elemente auf der Netzhaut (die sogenannten „Zapfen") etwa $= 0{,}005$ mm ist. Damit zwei leuchtende Punkte gesehen werden, ist es nötig, daß mindestens zwei Netzhautelemente von Licht getroffen werden. Dem entspricht, daß der Schwellenwert des Gesichtswinkels φ_0, unter dem zwei leuchtende Punkte erscheinen dürfen, um noch getrennt wahrgenommen zu werden (oder, anders ausgedrückt, die Grenze der „Bildschärfe" eines Gegenstandes) etwa $1'$ beträgt.

§ 5. **Fernrohr und Mikroskop.** Die in § 4 genannten Grenzen unseres Sehorgans lassen sich durch Anwendung geeigneter Linsen erweitern. Wir wollen hier zunächst den Fall

betrachten, daß ein Gegenstand unter einem zu kleinen Gesichtswinkel erscheint, der unterhalb des in § 4 genannten Wertes des Gesichtswinkels φ_0 liegt. Dies ist der Fall, wenn entweder der Gegenstand zu weit von uns entfernt ist, oder wenn er so klein ist, daß er, um unter genügend großem Gesichtswinkel zu erscheinen, in eine geringere Sehweite als a_0 gebracht werden müßte. Die Instrumente, welche in diesem Falle helfen, sind das Fernrohr und das Mikroskop.

Beim Fernrohr entwirft man mittels einer Linse L_1 (des „Objektivs") in der Brennebene ein reelles Bild $P_1' P_2'$ von dem fernen Gegenstand $P_1 P_2$. Damit wird der meistenteils außerhalb unseres Machtbereichs befindliche Gegenstand durch sein reelles Bild ersetzt. Von diesem letzteren erzeugt man durch eine zweite Konvexlinse L_2 (das „Okular") ein virtuelles, vergrößertes (vgl. § 3) Bild $P_1'' P_2''$. Letzteres muß von dem dicht an das Okular ge-

Fig. 5.



haltenen Auge des Beobachters so weit entfernt sein, daß es in deutlicher Sehweite liegt.

Ganz analog entwirft man auch beim Mikroskop mittels eines Objektivs L_1 ein reelles Bild und erzeugt von letzterem durch ein Okular L_2 ein virtuelles Bild. Prinzipiell könnte man hier mit einer einzigen Linse auskommen, da eine solche bei geeigneter Wahl der Brennweite in beliebiger Entfernung vom Auge ein beliebig großes virtuelles Bild entwirft. Aber hiermit würde bedingt sein, daß das Auge mit der Linse und dem Beobachtungsgegenstande in unliebsame Nähe käme, und deshalb zieht man es vor, das reelle Bild des Gegenstandes anstatt diesen selbst durch eine Linse zu vergrößern.

Von der Anwendung von Konkavlinsen als Okularen, auf denen das sogenannte Galileische Fernrohr und die Brückesche Lupe beruhen, mag hier abgesehen werden.

§ 6. Helligkeit der durch Linsen erzeugten Bilder. Wenn ein Gegenstand zu wenig Licht aussendet, um noch gesehen

zu werden, so läßt sich mit Hilfe von geeigneten Linsen diesem Übelstande zuweilen abhelfen.

Die von einem lichtaussendenden Gegenstande ausgehende Lichtmenge oder, wie wir sagen wollen, die Lichtenergie E, welche von einer Linse, z. B. der Augenlinse, aufgefangen wird, ist offenbar proportional der Fläche F der Linse. Befindet sich der Gegenstand im Abstande a, so kann man setzen:

$$E \sim \frac{F}{a^2}.$$

Hat der Gegenstand, welcher der Einfachheit halber als gleichmäßig leuchtend angenommen werde, die Größe („Flächengröße") A, so wird

$$E \sim \frac{F}{a^2} \cdot A.$$

Dies ist die gesamte, die Linse treffende Lichtenergie, welche in der Bildebene zu einem Bilde vereinigt wird. Wenn dieses Bild die Größe B hat, so ist die „Helligkeit" des Bildes, d. h. die auf die Einheit der Fläche bezogene auffallende Energiemenge H

$$H = \frac{E}{B}$$

oder

3) . . . . $$H \sim \frac{F}{a^2} \cdot \frac{A}{B}.$$

Nun ist aber (vgl. z. B. Fig. 4) $\frac{A}{B} = \frac{a^2}{b^2}$, hieraus ergibt sich:

4) . . . . $$H \sim \frac{F}{b^2}.$$

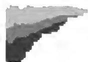
Somit ist die Helligkeit des von einer Linse erzeugten Bildes 1. proportional der Öffnungsfläche der Linse oder der sogenannten Apertur und 2. umgekehrt proportional dem Quadrat der Bildweite.

Wenn man ein möglichst lichtstarkes reelles Bild mit einer gegebenen Linse erzeugen will, so muß man also den abzubildenden Gegenstand in möglichst großer Entfernung aufstellen, denn nur dann kommt b dem kleinsten Werte f, den die Bildweite im Falle reeller Bilder annehmen kann, nahe; die Bildgröße ist freilich in diesem Falle nur klein.

Die Helligkeit der auf der Netzhaut des Auges entstehenden Bilder ist, da für das Auge die Bildweite *b* konstant, für alle Entfernungen des gesehenen Gegenstandes die gleiche, sofern die Pupille ihre Größe nicht ändert. Dies ist eine unmittelbare Folge aus Gl. 4). In der Tat erscheint z. B. ein Blatt Papier gleich hell, mögen wir es 20 cm oder 20 m vom Auge entfernt halten. Mit Hilfe der „Iris", einer lichtundurchlässigen, kreisrunden Haut von veränderlicher Fläche, können wir aber die Größe der Pupille variieren; diese Fähigkeit des Auges benutzen wir vor allem, um den empfindlichen Augenhintergrund vor allzu intensiver Beleuchtung zu schützen. Die Irisblende zieht sich im hellen Licht zusammen, im Dunkeln dehnt sie sich aus. Bei normalen Augen kann der Durchmesser der Pupille zwischen etwa 1 und 0,1 cm variiert werden. Für sehr lichtstarke Gegenstände genügt auch die kleinste Blende, über die das Auge verfügt, nicht mehr, das Auge wird geblendet und wir können nicht mehr scharf sehen und Einzelheiten an einem zu hellen Gegenstande unterscheiden. Man schützt dann das Auge durch ein farbiges oder dunkles Glas.

Andererseits sind sehr lichtschwache Gegenstände auch bei größter Pupillenöffnung nicht mehr sichtbar. Man könnte meinen, daß sich durch eine geeignete Linsenkombination hier Fortschritte erzielen ließen. Dies ist aber im allgemeinen nicht der Fall, vielmehr ist die Helligkeit eines durch irgend ein optisches System betrachteten Gegenstandes höchstens gleich derjenigen des direkt gesehenen. Man sieht diese Tatsache leicht ein, wenn man daran denkt, daß die Helligkeit des (reellen oder virtuellen) Bildes eines Gegenstandes unabhängig ist von der Entfernung des Bildes vom Auge (vgl. oben). Andererseits ist klar, daß die von dem Bilde ausgesandte Lichtenergie niemals größer, im Grenzfall ebenso groß sein kann als die von dem Gegenstande selbst ausgesandte Energie. Unter welchen Umständen man also auch das Bild eines Gegenstandes betrachten möge, bestenfalls wird es ebenso hell erscheinen als der direkt gesehene Gegenstand.

Die obigen Folgerungen gelten nur so lange, als es sich um die Betrachtung ausgedehnter Gegenstände handelt, d. h. um solche Objekte, welche unter einem Gesichtswinkel erscheinen, der größer ist als die in § 4 aufgestellte Grenze φ_0. Wenn der Gesichtswinkel kleiner als φ_0 ist, gelten andere Gesetze. Die Bildgröße ist dann als verschwindend klein zu betrachten, und Unter-



schiede in der Größe zweier solcher „punktförmiger“ Bilder werden nicht mehr wahrgenommen. Die vom Auge wahrgenommene Helligkeit ist somit nicht mehr durch die auf die Flächeneinheit des Bildes bezogene Energiemenge, sondern durch die gesamte, auf den unendlich kleinen Bildbereich fallende Energie definiert, so daß wir, entsprechend Formel 3), erhalten:

$$H \sim \frac{F}{a^2} \cdot A,$$

oder einfach, da für einen bestimmten Gegenstand A konstant ist,

5) . . . . $H \sim \frac{F}{a^2}.$

Dieses in der letzten Gleichung enthaltene „Punktgesetz“ besagt im Gegensatz zu dem „Flächengesetz“ in Gl. 4), daß die Helligkeit eines punktförmigen Objektes durch die Entfernung desselben von der abbildenden Linse bedingt ist, aber nicht von der Brennweite der Linse abhängt. Ein sehr kleiner, leuchtender Gegenstand, d. h. ein Punkt, erscheint demnach dem Auge in kleinen Entfernungen heller als in großen. Dementsprechend sieht man z. B. die einzelnen Lichtpünktchen der scintillierenden Sidotblende (Schwefelzink, bestrahlt mit α-Strahlen) nur, wenn man das Auge sehr nahe an das Objekt heranbringt. Ebenso erscheint ein Fixstern, durch ein Fernrohr betrachtet, heller als bei direktem Sehen. Denn das in der Brennebene des Fernrohres entstehende Fixsternbild ist dem Auge nahe, und wenn die Apertur des Fernrohres (was im allgemeinen der Fall sein wird) größer ist als die Pupille des Auges, so erscheint der Fixstern im Fernrohr heller, und zwar, wie sich zeigen läßt, im Verhältnis der Fernrohrapertur zur Augenpupille. Hierauf beruht auch die Erscheinung, daß man mittels eines Fernrohres bei Tage die Sterne sehen kann; denn das Helligkeitsverhältnis zwischen einem punktförmigen Stern und der beleuchteten blauen Himmelsfläche wird durch das Fernrohr zugunsten des Sternes vergrößert.

§ 7. **Wellenlänge, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Schwingungsdauer.** Wir kehren jetzt zurück zu der in § 2 eingeführten Annahme, daß das Licht eine Wellenbewegung sei, und behandeln die Gesetze einer solchen Bewegung.

Wenn wir einen einzelnen Punkt P' betrachten, durch welchen eine Welle hindurchschreitet, so befindet sich dieser

Punkt zu verschiedenen Zeiten in verschiedenen Schwingungszuständen. Im Falle der Wasserwellen z. B. sind die Elongationen der Wasserteilchen senkrecht zur Wasseroberfläche in verschiedenen Zeiten periodisch wechselnde. Während einer Zeit T, welche zwischen zwei aufeinander folgenden gleichen Schwingungszuständen des Punktes P' verstreicht, wird die Welle einen Weg $C \cdot T$ zurückgelegt haben, sofern C die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen bezeichnet. Der Weg $C\,T$ umfaßt also diejenige Strecke, längs welcher alle während einer Periode T möglichen Schwingungszustände gerade einmal vorkommen. Man bezeichnet diesen Weg auch als „Wellenlänge" λ, so daß wir die für jede Gattung von Wellen fundamentale Formel erhalten:

6) . . . . $\lambda = C \cdot T.$

Statt der Zeit T ist es in manchen Fällen auch üblich, die sogenannte Periodenzahl pro Sekunde anzugeben. Wenn wir diese $= N$ setzen, so ist, wie unmittelbar einzusehen,

$$\frac{1}{T} = N,$$

so daß man auch schreiben kann:

7) . . . . $\lambda = \frac{C}{N}.$

Die bisherigen Betrachtungen waren unabhängig von dem speziellen Gesetz, nach welchem die Schwingungen vor sich gehen; sie enthielten nur die stillschweigende Voraussetzung, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit C für alle Arten von Schwingungszuständen dieselbe ist.

§ 8. **Sinuswellen.** Wir spezialisieren jetzt die obigen Voraussetzungen weiter und betrachten denjenigen Fall einer Wellenbewegung, welcher theoretisch der einfachste ist, d. i. den Fall einer vollkommenen Sinuswelle. Wie aus der analytischen Geometrie bekannt ist, wird durch die Funktion

$$y = \sin(a\,x + b)$$

eine wellenartige Kurve oder „Sinuslinie" definiert. Wenn wir also statt der Variabeln x die Zeit t einsetzen und an Stelle von y eine gewisse Größe s einführen, welche die Stärke des Licht-

zustandes in einem Raumpunkte ausdrücken soll, so wird durch die Gleichung

$$s = \sin(at + b)$$

ausgesagt, daß in dem betrachteten Raumpunkte eine nach einem Sinusgesetz verlaufende Änderung des Lichtzustandes vor sich geht. Welcher Art dieser Lichtzustand, mit anderen Worten welches die physikalische Bedeutung der Größe s ist, kann für die folgenden Betrachtungen dahingestellt bleiben. Wir können uns z. B. darunter etwas einer elastischen Kraft Ähnliches vorstellen und in diesem Sinne die Größe s auch als „Lichtvektor" bezeichnen.

Aus obigem Ansatz folgt, daß nach Ablauf einer Zeit

8) . . . . $$T = \frac{2\pi}{a}$$

der Lichtvektor s wieder denselben Wert besitzt wie zur Zeit t. Das gleiche gilt für alle ganzzahligen Vielfachen von T. Demnach ist die durch die letzte Gleichung definierte Zeit T identisch mit der in § 7 betrachteten Schwingungsdauer der Welle. Man kann dementsprechend auch schreiben:

$$s = \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T} + b\right).$$

Man schreibt dies auch kurz:

$$s = \sin\Phi,$$

wo dann

9) . . . . $$\Phi = 2\pi \cdot \frac{t}{T} + b.$$

gesetzt ist; Φ nennt man die „Phase" der Schwingung.

Die obigen Festsetzungen betreffen nur den zeitlichen Verlauf des Lichtvektors, ohne daß über die Intensität desselben etwas ausgesagt wurde. Wir tun dies jetzt, indem wir eine Größe a, die sogenannte „Amplitude", einführen, welche definiert wird durch die Gleichung:

$$s = a \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T} + b\right).$$

Der Lichtvektor s ist eine hypothetische physikalische Größe, die wir sinnlich auf keine Weise wahrnehmen können. So viel aber können wir voraussetzen, daß der objektive Vorgang, welchen

wir Licht nennen, der unser Auge reizt und unsere Meßapparate erregt, mit einer Umwandlung von Energie verbunden ist. Nur wo Energie sich verwandelt, ist eine Wahrnehmung oder eine physikalische Messung möglich. Demnach nehmen wir an, daß auch das Licht Energie repräsentiert, und stellen die These auf, daß bei irgend welchen Prozessen, die durch die Wirkung von Licht hervorgerufen werden, mag dies nun in einer chemischen Zersetzung irgend welcher Substanzen, z. B. auf der Netzhaut des Auges, in der Schwärzung einer photographischen Platte, in der Erregung einer Thermosäule oder sonst dergleichen bestehen, eine Verwandlung von Lichtenergie in andere Energieformen stattfindet.

Es erübrigt noch, den Lichtvektor s mit der Energie in Beziehung zu setzen. Wir tun dies nach Analogie mit anderen Wellenerscheinungen der Physik. Bei den elastischen, den elektromagnetischen, den Flüssigkeits-Wellen ist die Energie der Wellenbewegung proportional dem Quadrat der Kräfte, welche wirksam sind. Demnach nehmen wir an, daß die Energie der Lichtwellen oder die „Lichtintensität" proportional ist dem Quadrat des Lichtvektors s. Hieraus folgt, daß die Lichtenergie J, welche nach einer, im Verhältnis zur Schwingungsdauer großen Zeit von der Welle transportiert wird, $\sim a^2$ ist. Den Proportionalitätsfaktor setzen wir willkürlich $= 1$. Damit sind wir zu den beiden fundamentalen Formeln gelangt:

10) . . . . . $$s = a \cdot sin\left(2\pi \frac{t}{T} + b\right)$$

und

11) . . . . . $$J = a^2.$$

§ 9. **Prinzip der Superposition.** Wenn zwei Lichtbewegungen der Vektoren s_1 und s_2 in einem Punkte des Raumes zusammentreffen, so wollen wir annehmen, daß sie sich superponieren, d. h. sich ohne gegenseitige Störung übereinander lagern. Gleichgerichtete Lichtvektoren summieren sich also. — Auch dieses, zunächst hypothetische Verhalten vermuten wir aus Analogie mit anderen physikalischen Erscheinungen.

An Hand der in den vorigen Paragraphen aufgestellten Prinzipien sind wir imstande, eine ganze Reihe von Lichterschei-

nungen zu berechnen und durch Bestätigung der Rechnungsresultate an der Erfahrung die Zulässigkeit unserer früheren Annahmen zu erweisen. Insbesondere können wir die Interferenzerscheinungen eingehend behandeln und in vielen Einzelheiten erklären, wie weiterhin ausgeführt werden soll.

II. Teil.

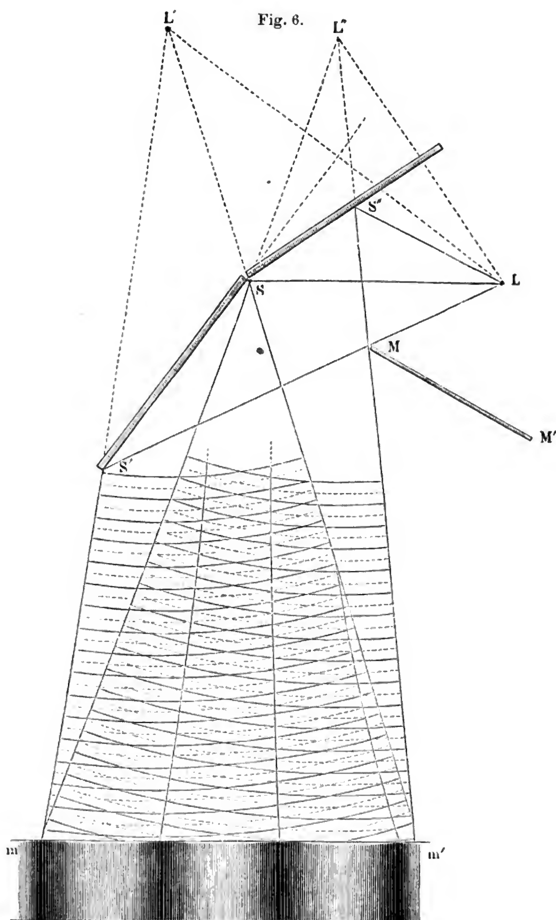
Erzeugung und Theorie einiger ausgewählter Interferenzerscheinungen.

---

§ 10. **Fresnels Spiegelversuch.** Die Lichtquelle L (vgl. Fig. 6 a. f. S.), etwa eine Natriumflamme, entsendet Licht auf die beiden Spiegel SS' und SS'', welche so aufgestellt sind, daß sie nahezu unter einem Winkel von 180^0 zusammenstoßen. Dann wird das Licht in der Weise reflektiert, als wenn es von zwei nahe benachbarten Spiegelbildern von L herkäme; das Spiegelbild am Spiegel SS' sei L', dasjenige an SS'' sei L''. Es ist also so gut, als ob wir zwei Lichtquellen L' und L'' hätten. Wir betrachten jetzt die Erscheinung, welche auf einem Schirm mm' entsteht, den wir durch Einschaltung eines Schirmes MM' vor direktem Licht von L her schützen und den wir uns in beliebiger Entfernung von den beiden Spiegeln aufgestellt denken können. Wie in der Figur angedeutet, findet dann im Raume vor dem Schirm mm' ein Durchschneiden der (scheinbar) von L' und L'' herkommenden Wellenzüge statt, und man beobachtet auf dem Schirm mm' eine Reihe heller und dunkler Streifen, sogenannter „Interferenzstreifen“.

Wir können diese Interferenzstreifen auf Grund unserer früheren Anschauungen erklären. Wenn nämlich in einem Punkte des Raumes ein Durchschneiden von Lichtstrahlen stattfindet, so superponieren sich nach dem Früheren die daselbst auftretenden Lichtvektoren s. Wenn sonach die Lichtvektoren zweier Wellenzüge beständig gleich und entgegengesetzt gerichtet sind, so ist

Fig. 6.



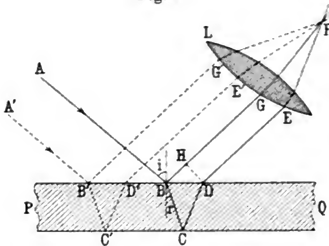
die dort stattfindende Lichterregung = 0, d. h. es ist dunkel. Andererseits wird eine starke Lichterregung an solchen Stellen stattfinden, wo die Lichtvektoren gleichgerichtet sind. Periodisch wechselnde Helligkeiten werden also dann erzeugt, wenn Wellenzüge unter den zuletzt genannten Bedingungen interferieren, und das ist in unserem Beispiel (Fig. 6) in der Tat der Fall. Denn die Phase, mit der zwei Wellenzüge in irgend einem Punkte zusammentreffen, hängt ab von der Differenz der Wege, welche die Lichtwellen zurückgelegt haben, und diese Wegdifferenz ist in den verschiedenen Raumpunkten verschieden groß; überall, wo die Wegdifferenz der interferierenden Wellen ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt, findet eine Auslöschung des Lichtes statt, und es kommen deshalb auf dem Schirme mm' dunkle Streifen von dem in der Figur unten gezeichneten Aussehen zustande, während die Zwischenräume, in denen das Licht nicht ausgelöscht wird, erhellt werden. Die Maxima der Helligkeit liegen in der Mitte zwischen den dunkeln Streifen, da, wo der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge ist.

Man kann im einzelnen berechnen, welches die Form der Interferenzstreifen, ihre Helligkeitsverteilung u. a. ist. Indes ist diese Berechnung in dem vorliegenden Falle ziemlich umständlich, wenn man sie streng durchführen will. Prinzipiell einfacher und zugleich wegen ihrer mannigfachen Verwendung wichtiger ist dagegen die im folgenden Paragraphen beschriebene Interferenzerscheinung, die wir jetzt betrachten wollen.

§ 11. **Interferenzen an planparallelen Platten.** Es falle (vgl. Fig. 7 a. f. S.) der Lichtstrahl AB einer Wellenlänge λ unter dem Einfallswinkel i auf eine planparallele Glasplatte PQ. Dann wird ein Teil des Lichtes reflektiert, ein anderer dringt in die Platte unter dem Brechungswinkel r ein. Verfolgen wir diesen, bei C nochmals reflektierten, bei D wieder austretenden Strahl weiter, so entstehen also aus AB zwei parallele, interferenzfähige Strahlen BG und DE, welche durch eine Konvexlinse L bei F zur Interferenz gebracht werden können. Da die Linse L parallele Strahlen in demselben Punkte der Brennebene vereinigt, ohne neue Wegdifferenzen zu veranlassen, so werden folglich sämtliche einfallende Strahlen, welche AB parallel sind, in demselben

Punkte *F* interferierende Strahlenpaare von gleicher Wegdifferenz erzeugen; so z. B. werden die aus *A'B'* derivierenden Strahlen *B'G'* und *D'E'* mit derselben Wegdifferenz wie *BG* und *DE* und an demselben Orte *F* vereinigt.

Fig. 7.



Die Wegdifferenz oder, wie man auch sagt, der „Gangunterschied" der interferierenden Strahlen ist in einfacher Weise zu berechnen. Fällt man von *D* auf *BG* das Lot *DH*, so ist der Gangunterschied der Strahlen *BG* und *DE* offenbar gleich dem Wege $BC + CD$, zurückgelegt in der Platte, vermindert um den Weg *BH*, zurückgelegt im Außenraume. Bezeichnet *n* das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichtes im Außenraume zu derjenigen in der Platte, d. h. den sogenannten Brechungsexponenten der Platte, und bezeichnet ferner *d* die Dicke der Platte, so ist die optische Weglänge $BC + CD$ offenbar $= \frac{2dn}{\cos r}$, während der optische Weg *BH* $= 2d \cdot tg\, r \cdot \sin i$ ist. Somit folgt für den gesuchten Gangunterschied:

$$\gamma = 2\frac{dn}{\cos r} - 2d \cdot tg\, r \cdot \sin i,$$

oder, da nach dem Snellius-Descartesschen Brechungsgesetz:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r},$$

12) . . . . $\gamma = 2dn \cdot \cos r.$

Wenn γ ein gerades Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt, verstärken sich die interferierenden Strahlen, während sie sich schwächen, wenn γ ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ ist. Demnach wird im Punkte *F* (vgl. Fig. 7) eine Erhellung

bzw. eine Verdunkelung eintreten, je nachdem γ ein gerades oder ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$.

Betrachten wir jetzt den Fall nicht eines einzigen, unter dem Winkel i auf die Platte auffallenden Strahles, sondern eines ganzen Büschels von Strahlen der verschiedensten Neigungen. Dann wird jedes einzelne parallele Strahlenbündel in einem zugehörigen Punkte der Brennebene der Linse L vereinigt, und man erhält somit ein ausgedehntes Feld, in dem sich Interferenzen abspielen. Wie die Erfahrung lehrt, treten in der Brennebene von L Interferenzstreifen auf, die gekrümmt sind und sich als Kreise erweisen. Dieses Resultat folgt ohne weiteres aus unserer Gleichung 12). Denn, wie man sieht, ist für ein und denselben Einfallswinkel i, und somit für konstantes r, auch γ konstant. Die Linien gleichen Gangunterschiedes, d. h. die Interferenzkurven, sind also „Kurven gleicher Neigung“ und müssen die Form von Kreisen haben, deren Zentrum von solchen Strahlen gebildet wird, welche senkrecht auf die Platte auffallen.

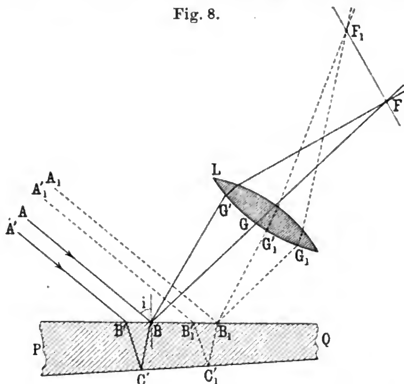
Die genannten Interferenzringe an planparallelen Platten sind für die Anwendung in der Spektroskopie und Metrologie überaus wichtig. Trotzdem sind sie erst in der Neuzeit recht gewürdigt worden; ihre Entdeckung geschah erst im 19. Jahrhundert. Die ersten Interferenzen dieser Art beobachtete 1809 Herschel in einer Anordnung, wo an der Grenze der Totalreflexion an einem dünnen planparallelen Blättchen Streifen im weißen Licht auftraten. Haidinger beobachtete 1849 Interferenzstreifen an dünnen Glimmerblättchen, die er des weiteren noch untersuchte und als Interferenzen planparalleler Platten klar erkannte. Auch sonst findet man in der Haidingerschen Arbeit die wesentlichen Eigenschaften der Planparallelitätsringe enthalten; planparallele Glasplatten freilich standen Haidinger nicht zur Verfügung; diese sind erst eine Errungenschaft der modernen Technik. — Merkwürdigerweise gerieten indes die Ringe wieder in Vergessenheit, bis sie im Jahre 1882 von Michelson und bald darauf von Lummer (1884) von neuem ans Tageslicht gezogen wurden. In der Neuzeit wurden sie dann von den verschiedensten Forschern genauer studiert und für verschiedene Zwecke verwandt. — In manchen Büchern werden die Interferenzen planparaller Platten als Haidingersche

Ringe oder auch als Lummersche Ringe bezeichnet. Auch die sogenannten Herschelschen Streifen (s. oben) sind nichts anderes als Stücke von Planparallelitätsringen.

§ 12. **Interferenzen an keilförmigen Platten.** Beleuchtet man eine keilförmige Platte mit einem Strahlenbündel, welches Strahlen von verschiedenen Neigungswinkeln gegen die Plattennormale enthält, so ist durch Reflexion des Lichtes an der Vorder- und Hinterfläche ebenfalls Gelegenheit zum Auftreten von Interferenzen gegeben. Diese lassen sich indes weniger einfach streng berechnen und befolgen ein komplizierteres Gesetz, als die im vorigen Paragraphen genannten Interferenzen planparalleler Platten.

Es möge hier nur ein wichtiger Fall näher behandelt werden, der nämlich, wo auf die Platte eine einzige ebene Welle auffällt.

Fig. 8.



Bedeutet z. B. AB (vgl. Fig. 8) einen bei B reflektierten Strahl, welcher im Punkte G in eine Linse L eintritt, so kann man diesem Strahl einen zweiten $A'B'C'BG'$ zuordnen, welcher an der Hinterfläche der Platte, bei C', reflektiert wurde und ebenfalls den Punkt B durchsetzt. Die beiden Strahlen BG und BG' werden von der Linse L in einem gewissen Punkte F vereinigt, welcher der Bildpunkt des Punktes B ist. — In analoger

Weise würde ein Strahl A_1, welcher längs $B_1 G_1$ reflektiert wird, mit einem Strahl $A_1' B_1' C_1' B_1 G_1'$ im Punkte F_1 vereinigt werden.

Hieraus folgt, daß in der Bildebene $F F_1$ der Linse L, welche die Vorderfläche der keilförmigen Platte abbildet, Interferenzen zustande kommen können. Der Gangunterschied dieser Interferenzen ist, wie derjenige der Interferenzen in § 11, von der Dicke d der durchsetzten Schicht und dem Einfallswinkel i abhängig. Während aber früher die Dicke d konstant war, und der Einfallswinkel i alle möglichen Werte annahm, ist die Sache hier gerade umgekehrt. Die Kurven gleicher Gangunterschiede, d. h. die Interferenzkurven, sind also „Kurven gleicher Dicke", und infolgedessen Linien, die der Keilkante der Platte PQ parallel sind[1]).

Es ist zu beachten, daß in der Brennebene der Linse L keine Interferenzstreifen zustande kommen, wie dies bei den Planparallelitätsringen in § 11 der Fall war. Denn die Wegdifferenz der parallelen Strahlen BG und $B_1 G_1$ (vgl. Fig. 8), welche in der Brennebene der Linse interferieren würden, hängt auch noch von der Distanz $B B_1$ ab, und diese Distanz nimmt für die dazwischenliegenden parallelen Strahlen kontinuierlich alle Zwischenwerte an. In irgend einem Punkt der Brennebene von L kommen also Strahlen der verschiedensten, kontinuierlich aufeinander folgenden Gangunterschiede zur Interferenz, so daß überall Auslöschung und Verstärkung interferierenden Lichtes erfolgt. Dies heißt aber nichts anderes, als daß keine Interferenzkurven entstehen; denn hierzu ist erforderlich, daß das Licht an voneinander getrennten Raumstellen verstärkt und geschwächt wird.

§ 13. **Fresnels Biprisma, Newtons Farbenglas, Michelsons Interferometer.** Interferenzen lassen sich auf die mannigfaltigste Art erzeugen. Sie entstehen z. B. auch, wenn man bei dem in § 10 genannten Versuch statt der Spiegel ein Biprisma benutzt, d. i. ein Glasstück, dessen Querschnitt folgende Form ⏥ besitzt. Man läßt hier paralleles Licht, etwa von oben, eintreten und beobachtet dann Interferenzstreifen in dem

[1]) Streng genommen gilt dies nur, wenn die Einfallsebene senkrecht zur Keilkante steht. Insofern ist der Ausdruck „Kurven gleicher Dicke" mit einer gewissen Reserve zu benutzen, während die an planparallelen Platten auftretenden Interferenzen in jedem Falle „Kurven gleicher Neigung" sind.

Raume unterhalb. Wie hier nicht weiter ausgeführt werden mag, sind diese von Fresnel herrührenden Interferenzen aber nur streng zu berechnen, wenn man die Beugung des Lichtes berücksichtigt (vgl. § 22 ff.) und dadurch wird die Theorie der Erscheinungen ziemlich kompliziert.

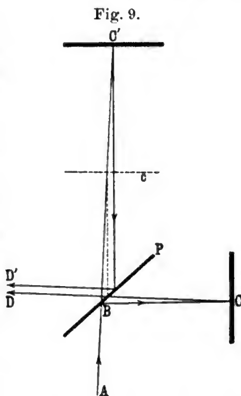
In einfacherer Weise lassen sich die berühmten Newtonschen Ringe behandeln, welche an einer Glasplatte entstehen, auf die eine schwach gekrümmte Glaslinse mit der konvexen Seite gelegt ist; sie sind nämlich im Grunde nichts anderes als „Kurven gleicher Dicke". Die Analogie mit dem in § 12 behandelten Fall ist ohne weiteres einleuchtend; denn die Interferenzen kommen wieder durch Reflexion an der Vorder- und Hinterfläche einer nicht planparallelen Platte, diesmal einer Luftplatte, zustande, mit dem Unterschied gegen früher, daß die eine Fläche der Platte das Stück einer Kugelschale ist. Dementsprechend ist die Gestalt der Interferenzkurven eine andere; ihre Entstehungsweise dagegen ist ganz diejenige der Fig. 8. Insbesondere ist zu beachten, daß auch die Newtonschen Ringe nicht in der Brennebene der Linse L, sondern in der Bildebene der Oberfläche der Platte auftreten.

Michelson hat eine eigenartige Anordnung ersonnen, mit welcher er ursprünglich die Frage nach der Mitführung des Äthers bei der Bewegung der Erde zu lösen hoffte, und die in ihrer Wirkung auf diejenige einer Luftplatte von variabler Dicke hinausläuft. Wir wollen diese, „Interferometer" genannte Vorrichtung, welche durch ihre mannigfachen Anwendungen sehr wichtig geworden ist, eingehender betrachten.

Verfolgen wir (Fig. 9) zunächst den Weg eines einzelnen, von der Lichtquelle ausgehenden Lichtstrahles AB. Derselbe trifft bei B unter nahezu 45° Einfallswinkel auf einen ebenen Spiegel P. Derselbe möge kein vollkommener Spiegel sein, sondern vielmehr als halbdurchlässige Ebene vorausgesetzt werden, derart, daß die Hälfte des Lichtes nach C reflektiert wird, die andere Hälfte indes den Spiegel P durchsetzt und nach C' gelangt. C und C' sind zwei ebene, vollkommene Spiegel und reflektieren das nahezu senkrecht auffallende Licht vollständig. Sonach treffen die beiden, an C und C' reflektierten Strahlen von neuem die halbdurchlässige Ebene P, und es findet von neuem eine Spaltung jedes Strahles in zwei Anteile statt. Die nach der

Lichtquelle A hin abgespaltenen Strahlen sind für uns belanglos, sie sind in Fig. 9 fortgelassen worden. Von Interesse sind allein die nach links hin fortgepflanzten, gleich intensiven Strahlen D und D', welche wir durch eine Linse treten lassen können und so zur Interferenz bringen.

Fig. 9.



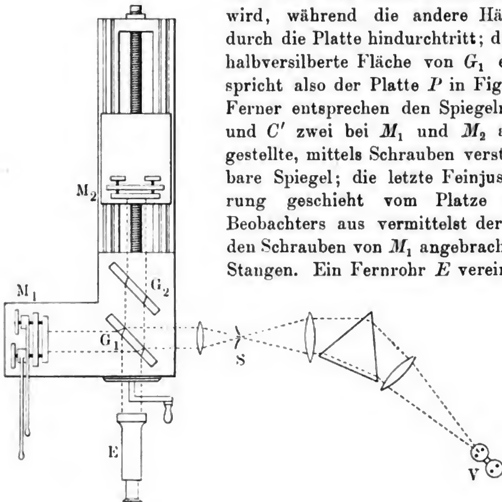
Das Verständnis dieser komplizierten Anordnung ist weniger schwierig, als es zunächst den Anschein hat. Wir können nämlich die hier auftretenden Interferenzen unschwer auf die in § 11 und § 12 erörterten Erscheinungen zurückführen. Zu diesem Zwecke wollen wir das zu P gehörige Spiegelbild des Spiegels C und der auf ihn hinzielenden Strahlen konstruieren; dies sei zum Teil durch die punktierten Linien angedeutet, insbesondere sei c das Spiegelbild des Spiegels C an P. Dann können wir das nach C hinzielende Licht ersetzt denken durch einen Lichtstrahl, der zu einem gedachten Spiegel c hineilt und dort gespiegelt wird. Die Ebene P spielt jetzt nur noch eine nebensächliche Rolle, und wir haben in der Tat nichts anderes vor uns, als den bereits behandelten Fall von Lichtstrahlen, die an zwei Ebenen C' und c, welche die Vorder- und Hinterfläche einer Platte bilden, reflektiert werden. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Ebenen C' und c sind einander parallel. Dann haben wir den in § 11 behandelten Fall einer planparallelen Platte, und dementsprechend entstehen in der Richtung der Strahlen D und D' Interferenzringe gleicher Neigung in der Brennebene einer die Strahlen vereinigenden Linse.

2. Die Ebenen C' und c sind nicht parallel. Dann bilden sie eine keilförmige Platte (vgl. § 12), und längs D und D' treten Interferenzstreifen gleicher Dicke auf; diese liegen in derjenigen Bildebene einer die Strahlen vereinigenden Linse, welche die Vorderfläche der keilförmigen Platte, also die Ebene c (bzw. C), abbildet.

Das Michelsonsche Interferometer wird in seiner wirklichen Ausführung durch Fig. 10 dargestellt. Das Licht einer Lampe V durchsetzt zunächst einen Prismenapparat und gelangt dann auf die planparallele Glasplatte G_1. Diese ist auf der einen Fläche halbdurchlässig versilbert, so daß die Hälfte des Lichtes reflektiert wird, während die andere Hälfte durch die Platte hindurchtritt; diese halbversilberte Fläche von G_1 entspricht also der Platte P in Fig. 9. Ferner entsprechen den Spiegeln C und C' zwei bei M_1 und M_2 aufgestellte, mittels Schrauben verstellbare Spiegel; die letzte Feinjustierung geschieht vom Platze des Beobachters aus vermittelst der an den Schrauben von M_1 angebrachten Stangen. Ein Fernrohr E vereinigt

Fig. 10.



die interferierenden Strahlen. — Um die Dicke der Platte, welche nach dem früheren durch die Anordnung repräsentiert wird, beliebig variieren zu können, ist der Spiegel M_1 mitsamt der Platte G_1 auf einer festen Basis montiert, während M_2 auf einem Schlitten sitzt, der, wie ersichtlich, mittels Kurbel und Schraube vom Beobachter verschoben werden kann. — In den Strahlengang ist noch eine planparallele Platte G_2 eingeschaltet, die von genau derselben Art wie G_1, aber nicht versilbert ist. Sie hat nur den Zweck, die durch die Glasplatte G_1 allein hervorgerufene Unsymmetrie der Lichtwege auszugleichen, so daß beide, nach M_1 und M_2 abgespaltenen Lichtanteile völlig gleichartige werden.

§ 14. **Überlagerung der Interferenzen verschiedener Wellenlängen.** Alle Betrachtungen der vorangehenden Paragraphen hatten eine Lichtquelle zur Voraussetzung, welche nur eine einzige Wellenlänge λ aussendet. Eine solche absolut homogene Lichtquelle existiert nun aber in der Natur nicht, sondern immer enthält die von einer natürlichen Quelle herkommende Strahlung einen ganzen Komplex von Schwingungen. Auch die von einem leuchtenden Dampf oder Gas ausgesandten „Spektrallinien“ sind, worauf wir später eingehend zurückkommen werden, nicht im strengen Sinne homogen, vielmehr repräsentiert jede solche physikalische Linie ein kleines Spektrum für sich. Wenn man trotzdem z. B. das von einer Natriumflamme ausgehende Licht als „homogen“ bezeichnet, so drückt man dadurch nur aus, daß es im Vergleich zu dem kontinuierlichen Spektrum eines glühenden, festen Körpers als einfach bezeichnet werden kann. In der Tat umfaßt z. B. der Spektralbereich des glühenden Kohlefadens einer Glühlampe einen Wellenlängenbereich, der sich vom äußersten Ultraviolett über die sichtbare Strahlung hin bis weit ins Ultrarot erstreckt; in ihm sind sechs bis acht Oktaven von nachweisbaren Schwingungszahlen vorhanden. Demgegenüber ist allerdings der Wellenlängenbezirk des gelben Natriumlichtes außerordentlich klein, da in diesem nur Schwingungen vorkommen, die etwa den tausendsten Teil einer Oktave ausmachen.

Die von dem Wellenlängenkomplex einer natürlichen Lichtquelle erzeugten Interferenzphänomene ergeben sich in einfacher Weise durch Übereinanderlagerung der Erscheinungen, wie sie durch eine Reihe von homogenen Wellen erzeugt werden. Man hat nur nötig, den Gangunterschied der interferierenden, homogenen Wellen in Rechnung zu ziehen.

Denken wir uns z. B. den Fall zweier Wellen λ und λ', die wir fürs erste noch als absolut homogen voraussetzen wollen und die sich nur um einen geringen Bruchteil $\delta\lambda$ der Wellenlänge voneinander unterscheiden. Es sei etwa $\delta\lambda = \frac{1}{10\,000} \cdot \lambda$. Dann wird jede einzelne Welle im Raume Interferenzstreifen erzeugen, und die beiden Interferenzsysteme werden sich überlagern. Ist etwa λ die kürzere Welle, so wird das Streifensystem dieser etwas enger sein als dasjenige von λ', so zwar, daß immer auf 10 000 Streifen von λ', entsprechend einem Gangunterschiede von 10 000

längeren Wellen λ', 10001 Streifen von λ, entsprechend 10001 kürzeren Wellen λ kommen. Dies heißt nichts anderes, als daß nach jedesmal 10000 Wellenlängen von λ und λ' Interferenzstreifen gezeichnet werden, welche genau aufeinander liegen; die beiden Interferenzsysteme sind, wie man sagen kann, in „Konsonanz". Nach der Hälfte dieses Weges, also nach 5000 Wellenlängen, wird die eine Welle λ' der anderen λ erst um eine halbe Länge vorausgeeilt sein, das Interferenzbild ist hier ein anderes, die Streifen beider Wellen liegen zwischen einander; sie sind in „Dissonanz". Dissonanz tritt ferner ein nach 15000, 25000 ... Wellenlängen, während nach 10000, 20000, 40000 ... Wellenlängen Konsonanz herrscht.

An Hand dieser Überlegungen sieht man leicht ein, wie sich die Sache gestaltet, wenn anstelle der beiden homogenen Wellen ein kontinuierlicher Bezirk von Wellenlängen vorhanden ist. Der Bezirk möge zwischen den Grenzen λ und λ' liegen. Dann liegen die Interferenzsysteme, die von den innerhalb des Bezirkes gelegenen homogenen Wellen erzeugt werden, auch innerhalb der Systeme, welche die Grenzwellen λ und λ' erzeugen. Nach 5000 Wellenlängen z. B., wo nach dem Obigen λ und λ' zum erstenmal in Dissonanz sind, reicht der Wellenlängenbezirk vom 5000sten Streifen von λ' bis zum 5000sten von λ, d. h. er füllt die Hälfte des Zwischenraumes zwischen zwei aufeinander folgenden Interferenzstreifen derselben Wellenlänge aus. Nach 10000 Wellenlängen nimmt der Bezirk bereits den ganzen Zwischenraum zwischen zwei Interferenzstreifen ein; dann sind also überhaupt keine Interferenzen mehr sichtbar. Denn hierzu ist nötig, daß Interferenzminima, d. h. Auslöschung des Lichtes, im Interferenzraume vorkommen. Interferenzminima aber treten nicht mehr auf, wenn der ganze Zwischenraum zwischen zwei aufeinander folgenden Streifen mit Licht ausgefüllt ist.

Wir gelangen somit zu der Folgerung, daß der Wellenlängenbezirk $\varDelta\lambda = \frac{1}{10\,000}\lambda$ nicht bis zu beliebig hohen Gangunterschieden der interferierenden Strahlen Interferenzstreifen zu ergeben vermag; dies ist vielmehr nur möglich bis zu einer Grenze von 10000 Wellenlängen. Dieses Ergebnis läßt sich, wie man unschwer einsieht, verallgemeinern: Ein beliebiger

Wellenlängenbezirk $\Delta\lambda$ ergibt nur bis zu Gangunterschieden von $\frac{1}{\Delta\lambda}$ Wellenlängen Interferenzen[1]).

Hieraus folgt, daß, je feiner eine Spektrallinie ist, bei um so höherem Gangunterschied noch Interferenzen von ihr erhalten werden können. Weißes Licht, welches aus einem kontinuierlichen Spektrum aller Farben von Violett bis Rot besteht, erzeugt dagegen nur bei sehr geringen Gangunterschieden Interferenzen. Wenn man z. B. die in § 13 genannte Newtonsche Anordnung mit weißem Licht beleuchtet, so sieht man meist nur vier (farbige) Interferenzringe im Zentrum der Linse; wendet man aber Natriumlicht an, so erscheinen sofort Dutzende und Hunderte von Interferenzringen, die im allgemeinen bis zum Rande der Linse sichtbar sind. Bei größeren Gangunterschieden verschwinden indes auch diese. — An dickeren Glasplatten, z. B. an Platten von einigen Centimetern Dicke, ergeben nur noch wenige Lichtquellen die früher beschriebenen Interferenzen. Zu ihnen gehört unter anderem die Quecksilberlampe.

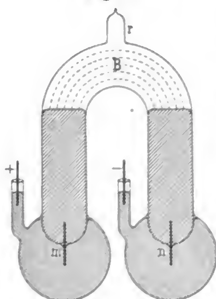
§ 15. **Die Quecksilberlampe.** Eine Lichtquelle von bedeutender Intensität und zugleich großer Feinheit der von ihr emittierten Spektrallinien ist die Quecksilberlampe; diese nimmt daher in der neueren experimentellen Optik einen hervorragenden Platz ein, bei vielen Interferenzversuchen ist sie geradezu unentbehrlich.

Die erste handliche und bequem anwendbare Quecksilberlampe hat L. Arons konstruiert (vgl. Fig. 11 a. f. S.). Die Glaskugeln m und n sind mit Quecksilber gefüllt und leiten den bei $+$ und $-$ zutretenden elektrischen Strom durch eingeschmolzene Platindrähte nach zwei vertikalen, zylindrischen Röhren, die ebenfalls, wie aus der Figur ersichtlich, mit Quecksilber gefüllt sind. Diese Röhren stellen die eigentlichen Elektroden dar; sie sind durch ein gebogenes Rohr B miteinander verbunden. Längs der

[1]) Macht man den Gangunterschied noch größer als $\frac{1}{\Delta\lambda}$ Wellenlängen, so treten von neuem Interferenzen auf, die indes sehr verwaschen und daher schwerer sichtbar sind. Beim Gangunterschiede $\frac{2}{\Delta\lambda}$ sind die Streifen wieder vollständig verschwunden usw. Die Erklärung dieser Erscheinung liegt auf der Hand.

punktierten Linien brennt dann der Lichtbogen, wenn das Ganze mit Hilfe des Abschmelzröhrchens *r* genügend evakuiert ist. Das ausgesandte Licht ist überaus hell und besteht aus dem Linienspektrum des Quecksilbers. Seine Farbe ist weißlichblau.

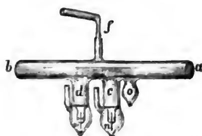
Fig. 11.



Die Aronssche Lampenkonstruktion hat sodann Lummer verbessert. Wenn man nämlich die in Fig. 11 angegebene Lampe mit stärkerem Strom, etwa 1/2 Ampère und darüber, brennt, so wird sie so heiß, daß sie leicht springt. Um diesen Übelstand zu vermeiden, setzte Arons die ganze Lampe in Wasser. Durch diesen Kunstgriff wird erreicht, daß man dieselbe jetzt bei viel stärkeren Strömen brennen kann und es erhöht sich dementsprechend auch die Lichtstärke, aber es stellt sich ein neuer Übelstand ein. Das durch die Wasserkühlung an den inneren Glaswänden der Lampe kondensierte Quecksilber blendet nämlich Licht ab und nur von Zeit zu Zeit, wenn die abgesetzten Tropfen herabrollen, erstrahlt die Lampe in vollem Licht. Das hierdurch bedingte Flackern ist nun in der Lummerschen Konstruktion vermieden.

In Fig. 12 ist das Gehäuse der Lummerschen Lampe dargestellt. *m* und *n* sind wieder mit Quecksilber gefüllte Zuleitungsgefäße, welche den Strom vermittelst zweier Platindrähte in das Innere leiten; *d* und *c* sind die inneren Elektroden, zwischen denen der Lichtbogen längs des Pfeiles brennt. Bei *o* ist ein kleines Reservoir für überschüssiges Quecksilber angebracht, bei *f* wird die Lampe von der Pumpe abgeschmolzen.

Fig. 12.



— In Fig. 13 ist die fertig montierte Lampe (zu beziehen von der Firma R. Muencke, Berlin) dargestellt. Man erkennt bei *a* und *b* die herausragenden Enden des Gehäuses; die ganze übrige Lampe befindet sich in einem gußeisernen Kasten, der von fließendem Wasser durchspült wird. So kondensiert sich fast alles Queck-

silber im Innern, während die herausragenden Enden *a* und *b* blank bleiben. Man hat hier auch noch gegenüber der Aronsschen Lampe den Vorteil, daß man das längs des Lichtbogens ausgestrahlte Licht von maximaler Helligkeit benutzt.

Eine interessante Form haben Fabry und Pérot der Quecksilberlampe gegeben; Fig. 14 stellt eine Fabry-Pérotsche Lampe

Fig. 13.

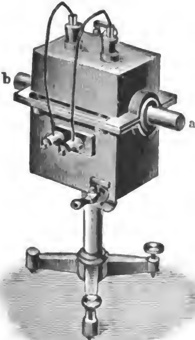
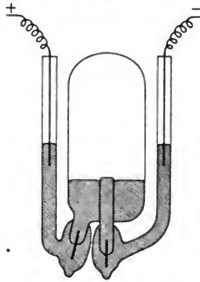


Fig. 14.



dar und ist wohl ohne weiteres verständlich. Der Lichtbogen, welcher hier zwischen dem inneren, zentrischen Rohr und dem ihn umgebenden Quecksilberring zustande kommt, pflegt um die Achse der Lampe selbsttätig zu rotieren. Die Lampe kann bei schwachem Strom ohne Wasserkühlung gebrannt werden.

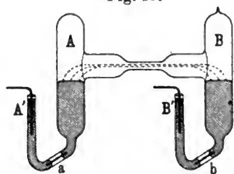
Der Quecksilberlichtbogen bedarf stets zu seiner Einleitung einer besonderen Zündung. Diese kann dadurch geschehen, daß man die Lampe ein wenig neigt, so daß von der einen Elektrode zur anderen ein kleiner Quecksilberstrom fließt, der eine leitende Brücke bildet und im Moment des Abreißens den Lichtbogen einleitet. — Man kann die Zündung statt durch Kippen der Lampe auch durch einen Induktionsstoß aus einer in Nebenschluß geschalteten Selbstinduktion bewirken. Wenn der Lichtbogen eingeleitet ist, brennt er mit niedrigerer Spannung (etwa 30 Volt) ruhig weiter.

Die beschriebenen Lampenformen sind sämtlich nur für wissenschaftliche Untersuchungen geeignet. Für technische Be-

leuchtungszwecke sind weitere Modifikationen der Quecksilberlampe besonders von Hewitt, Heräus u. a. ausgeführt worden. Aber wir wollen uns nicht damit aufhalten, diese verschiedenartigen technischen Konstruktionen zu betrachten.

Es mag noch erwähnt werden, daß man außer mit Quecksilber auch mit anderen Metallen versucht hat, Lichtbögen im Vakuum zu brennen. Die Versuche führten bis vor kurzem noch zu wenig befriedigenden Ergebnissen. Seitdem man aber amorphen Quarz wie jedes andere Glas blasen und formen kann, sind bessere Resultate erzielt worden. Das gewöhnliche Glas verträgt nämlich nicht die starke Erhitzung, welche beispielsweise eine mit Cadmium oder auch nur mit Cadmiumamalgam gefüllte Lampe aushalten muß, und so pflegen derartige Lampen immer sehr bald zu zerspringen. Möglicherweise ist daran auch schuld, daß der heiße Metalldampf das Glas chemisch angreift. Demgegenüber verhält sich der amorphe Quarz weniger empfindlich. In Fig. 15 ist eine von Lummer und Gehrcke angegebene Cadmiumamalgamlampe aus Quarz in perspektivischer Ansicht dargestellt. Die Zuleitung erfolgt hier durch Iridiumstifte a und b[1]), die von außen mit Amalgam abgedichtet sind; letzteres ist wieder bei A' und B' mit Schellack und Asphaltkitt gegen die äußere Luft abgeschlossen. Das ganze übrige Gehäuse besteht aus Quarz. Diese, von der Firma Heräus in Hanau ausgeführte Lampe brennt, wenn man sie von außen erhitzt, ganz wie eine gewöhnliche Quecksilberlampe, nur enthält sie neben den Linien des Quecksilbers noch die ebenfalls sehr lichtstarken und homogenen Cadmiumlinien. Die Firma Heräus hat neuerdings (R. Küch im Verein mit J. Stark) auch Quarzlampen mit reinem Cadmium, Zink u. a. m., ferner mit Mischungen von Hg, Cd, Sn u. a. hergestellt. Versuche mit Quarzlampen, die Zink-, Wismutamalgam u. a. enthielten, haben Gehrcke und v. Baeyer ausgeführt. Indes ist die Handhabung aller dieser Lichtquellen, auch die der

Fig. 15.



[1]) Platin läßt sich nicht in Quarz einschmelzen, da sein Schmelzpunkt nicht hoch genug ist.

Cadmiumamalgamlampe, bisher weniger bequem als diejenige der mit reinem Quecksilber gefüllten Lampen. Mißlich ist auch der Umstand, daß der heiße Quarz für Gase (besonders Wasserstoff und Kohlenwasserstoffe) durchlässig wird, so daß sich das Vakuum in einer Quarzlampe weniger lange zu halten pflegt als in einer kälteren Lampe aus gewöhnlichem Glase.

§ 16. **Intensitätsverteilung der Interferenzen an planparallelen Platten.** Bei der in Fig. 7 dargestellten Interferenz des Lichtes an planparallelen Platten interferieren je zwei Strahlen, z. B. *BG* und *DE*, die einen gewissen Gangunterschied γ besitzen, in einem Punkte *F* der Brennebene einer Sammellinse *L*. Hierbei ist es ganz gleichgültig, welcher Art *L* ist, dies kann z. B. auch die Linse des menschlichen Auges sein. In diesem Falle, wo man also direkt, ohne irgend welche Zwischenapparate, nach der planparallelen Platte hinblickt, ist indes zur Sichtbarwerdung von Interferenzen, d. h. zur Entstehung von Interferenzkurven auf der Netzhaut des Auges, notwendig erforderlich, daß das Auge parallele Strahlen vereinigt oder, wie man sagt, auf Unendlich akkommodiert. In der Tat erblickt man die Planparallelitätsringe am besten dann mit bloßem Auge, wenn man einen fernen Gegenstand beim Hindurchsehen durch die planparallele Platte fixiert. In diesem Sinne kann man sagen, daß die Interferenzkurven an planparallelen Platten im Unendlichen liegen, zum Unterschiede von den in § 12 (Fig. 8) behandelten Interferenzen an keilförmigen Platten; letztere liegen im Endlichen, da die Linse *L* hier die Vorderfläche der Platte abbildet; ist *L* die Augenlinse, so muß man hier auf die im Endlichen gelegene, keilförmige Platte selbst akkommodieren.

Man wendet bei der Beobachtung von Interferenzen indes statt der direkten Beobachtung mit passend akkommodierter Augenlinse meist ein zwischengeschaltetes Fernrohr an. Im Falle planparalleler Platten muß dieses Fernrohr auf ∞ eingestellt sein. Auf diese Weise erreicht man in den meisten Fällen gewisse Vorteile vor der direkten Beobachtung mit dem bloßen Auge, vor allem kann der Abstand zwischen zwei Interferenzstreifen bei passender Wahl des Okulars vergrößert erscheinen (vgl. § 5, Fernrohr). Im Falle, daß ohne Fernrohr der Abstand zweier Interferenzstreifen kleiner ist als die Distanz

zweier Zapfen auf der Netzhaut, d. h. also kleiner als die in § 4 genannte Größe von 0,005 mm, wird infolgedessen die Anwendung des Fernrohres zu einer notwendigen Bedingung für die Wahrnehmung der Interferenzen. — Die Helligkeit der Interferenzen kann durch Einschaltung eines Fernrohres nicht vergrößert werden (vgl. § 6).

Für die jetzt näher zu behandelnde „Intensitätsverteilung“ der Interferenzen sind alle Zwischenapparate und verschiedenen Beobachtungsweisen ebensowenig von Belang, wie für die Gestalt der Interferenzkurven. Wir setzen nur voraus, daß durch geeignete Wahl der Linse L (in Fig. 6 bzw. 7) dafür Sorge getragen ist, daß man deutliche Interferenzen beobachten kann. Man versteht unter der Intensitätsverteilung der Interferenzen das Gesetz, nach dem die Helligkeit der Erscheinung von einem Interferenzstreifen zum nächsten sich ändert. Wir wollen dieses Gesetz an dem theoretisch einfachsten Fall einer planparallelen Platte berechnen.

Der Gangunterschied γ der beiden, in Fig. 7 miteinander interferierenden Strahlen war nach Gleichung 12) auf S. 18:

$$\gamma = 2\, d n \cos r.$$

Hieraus folgt durch Variation:

$$\delta \gamma = -2\, d n \cdot \sin r \cdot \delta r. \tag{13}$$

Wenn $\delta \gamma = \lambda$, so ist δr die Winkeldistanz zwischen zwei benachbarten Interferenzstreifen. Dann folgt:

$$\delta r = \frac{-\lambda}{2\, d n \cdot \sin r}.$$

Diese Größe ist für Werte von r, die der Null nicht zu nahe kommen, in der Tat sehr klein, sofern die Dicke d der planparallelen Platte sehr groß ist im Verhältnis zur Wellenlänge. Für Platten von einigen Millimetern Dicke — und gerade solche sind es meist, welche für die später zu behandelnden Anwendungen wichtig sind — ist diese letztere Bedingung erfüllt. Somit folgt, daß die Winkeldistanz zwischen zwei Interferenzringen unter den obigen Voraussetzungen sehr klein ist, d. h. die Interferenzen sind sehr eng.

Gleichung 13) besagt, daß die Winkeldistanz δr zwischen zwei, innerhalb zweier Interferenzstreifen gezogenen Linien der zugehörigen Gangunterschiedsänderung $\delta \gamma$ proportional ist, sofern dabei $\sin r$ als konstant betrachtet werden kann. Auf Grund des

früheren ist somit für die Feststellung der Intensitätsverteilung zwischen den Interferenzstreifen nur nötig, die Abhängigkeit der Intensität der interferierenden Strahlen vom Gangunterschied γ aufzufinden.

Nach Gleichung 10), S. 14, ist der Lichtvektor

$$s = a \cdot sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T} + b\right) \cdot$$

Wir wollen annehmen, daß dieser Vektor den partiellen Schwingungszustand des Lichtes in dem Punkte F der Brennebene der Linse L (Fig. 7) darstellt, wie er dem Strahl BG, welcher an der Vorderfläche der Platte PQ reflektiert wurde, und somit auch sämtlichen BG parallelen und an der Vorderfläche von PQ reflektierten Strahlen zukommt. Dann entspricht dem Strahl DE, der ebenfalls durch den Punkt F läuft, mitsamt allen parallelen, an der Hinterfläche reflektierten Strahlen ein anderer Schwingungszustand, welcher von der Form

$$s' = a \cdot sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T} + b'\right)$$

ist, wenn wir beide Strahlen BG und DE als von gleicher Intensität, und folglich auch von gleicher Amplitude a, annehmen. Es folgt somit auf Grund des Prinzips der Superposition (§ 9), daß ein resultierender Schwingungszustand S im Punkte F entsteht, welcher gleich ist:

$$S = s + s'.$$

Es fragt sich jetzt: Wie groß ist b'? Der Strahl DE möge gegen BG den Gangunterschied γ besitzen. Zur Zurücklegung dieses Weges braucht das Licht die Zeit $\frac{\gamma}{C}$. Der Phasenunterschied $b' - b$ ist somit:

$$b' - b = 2\pi \cdot \frac{\gamma}{C} : T = 2\pi \cdot \frac{\gamma}{\lambda}$$

(vgl. § 7), und dies gibt

14) . . . . $b' = b + 2\pi \cdot \frac{\gamma}{\lambda} \cdot$

Somit folgt:

$$S = a\left[\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+b\right)+\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+b+2\pi\cdot\frac{\gamma}{\lambda}\right)\right]$$

$$= 2a . \cos\pi\frac{\gamma}{\lambda}\cdot\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+b+\pi\cdot\frac{\gamma}{\lambda}\right).$$

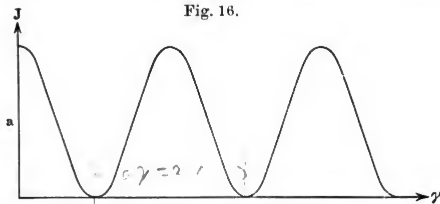
Es resultiert sonach wieder eine Sinusschwingung, aber mit einer vom Gangunterschiede γ abhängigen Amplitude der Größe $2a\cos\pi\frac{\gamma}{\lambda}$. Da die in jedem Punkte erzeugte Intensität J gleich dem Quadrat der Amplitude ist (vgl. § 8, S. 12), so folgt mithin:

14a) . . . . $J = 4a^2\cos^2\pi\frac{\gamma}{\lambda}$.

Dies ist die gesuchte Intensitätsverteilung.

Ist der Gangunterschied γ ein gerades Vielfaches der halben Wellenlänge, so folgt hieraus für die Intensität der resultierenden

Fig. 16.





Schwingung $J_1 = 4a^2$. Ist dagegen γ ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge, so wird die Intensität $J_2 = 0$. Für die dazwischenliegenden Werte ist $J_2 < J < J_1$ und man

erhält die durch Fig. 16a dargestellte Kurve. Hieraus ersieht man, daß die Intensitätsverteilung der Interferenzen eine sinusartige ist, d. h. die Helligkeitsabnahme vom Interferenzmaximum zum Minimum erfolgt allmählich nach Art einer Sinuslinie. Dementsprechend werden Interferenzstreifen entstehen, die etwa das durch Fig. 16b dargestellte Aussehen haben. Eine derartige Intensitätsverteilung hatten z. B. auch die bei dem Fresnelschen Spiegelversuche (vgl. Fig. 6 unten) auftretenden Interferenzen.

Die durch Gleichung 14a) S. 34 dargestellte Intensitätsverteilung gilt in allen Fällen, wo zwei Strahlen mit dem Gangunterschied γ interferieren und wo dieser Gangunterschied den Winkeldifferenzen proportional ist, welche den verschiedenen Punkten der Interferenzebene entsprechen. Insbesondere gilt Gleichung 14a) auch für eine (genügend dicke) keilförmige Platte und für das Michelsonsche Interferometer.

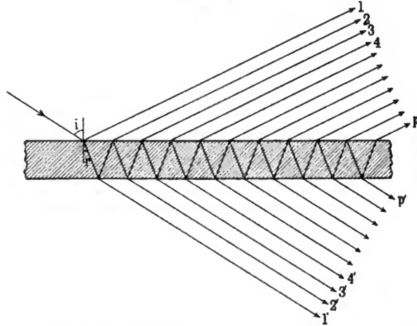
Die Erfahrung lehrt, daß bei senkrechtem Übergang des Lichtes von Luft in Glas oder von Glas in Luft etwa 4 Proz. der auffallenden Lichtintensität reflektiert werden; somit hat in diesem Falle der Strahl BG in Fig. 7 nur eine Intensität $J = \frac{4}{100} \cdot J_0$, wenn wir mit J_0 die auffallende Lichtenergie bezeichnen. Der in die Platte eindringende Strahl BC hat somit die Intensität $\frac{96}{100} \cdot J_0$, und von dieser werden wieder nahe 4 Proz., also $\frac{4}{100} \cdot \frac{96}{100} \cdot J_0$ längs CD reflektiert, so daß — infolge eines abermaligen Verlustes von 4 Proz. reflektierten Lichtes — eine Lichtintensität $J' = \frac{96}{100} \cdot \frac{4}{100} \cdot \frac{96}{100} \cdot J_0$ längs DE fortschreitet. Dies gibt:

$$J' = \left(\frac{96}{100}\right)^2 \cdot J = 0{,}92 \cdot J.$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die beiden im Punkte F (Fig. 7) interferierenden Strahlen nicht genau die gleiche Intensität besitzen, sondern daß sich ihre Intensitäten im Falle senkrechter Inzidenz des Lichtes auf die Platte wie 100 : 92 verhalten. Demnach können dann auch die Ergebnisse unserer Rechnung in § 16 nur angenähert die Wirklichkeit wiedergeben.

§ 17. **Berücksichtigung der vielfach reflektierten Strahlen.** Die strenge Theorie der Interferenzen planparalleler Platten erfordert nicht allein auf die ungleiche Intensität (vgl. § 16) der interferierenden Strahlen, sondern auch auf das Vorhandensein von mehr als zwei Strahlen Rücksicht zu nehmen. Hierauf hat zuerst Poisson hingewiesen. In Fig. 17 ist schematisch dargestellt, wie auf beiden Seiten der planparallelen Platte

Fig. 17.



mehrfache parallele Strahlen aus einem einzigen auffallenden Strahl abgesplittert werden. Wir wollen die Intensitätsverteilung der Interferenzen unter Berücksichtigung dieser vielfachen Strahlen berechnen, und zwar zunächst im durchgehenden Lichte, d. h. für die Strahlen $1'$ $2'$ $3'$ . . . p' (Fig. 17). Wir können uns hierbei wieder vorstellen, daß (vgl. § 11) durch Einfügung einer passenden Linse in den Strahlengang eine Interferenz paralleler Strahlen in der Brennebene bewirkt wird. Wir knüpfen dazu wieder an die Formel 10), S. 14, an, welche den Lichtvektor darstellte. Es war

$$s = a \cdot sin \left(2\pi \cdot \frac{t}{T} + b \right) \cdot$$

Hierfür schreiben wir kurz:

$$s = a \cdot sin\, \Phi.$$

Φ ist die „Phase" (vgl. § 18).

Für einen zweiten Strahl derselben Amplitude a, aber vom Gangunterschied γ gegen den ersten, gilt dann nach 14) (S. 33):

$$15) \quad \ldots\ldots \quad s' = a \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{\gamma}{\lambda} + \Phi\right).$$

Wir führen jetzt einen Koeffizienten σ ein, welcher die Änderung der Amplitude bei der Reflexion des Lichtes im äußeren Medium gegen das Medium der planparallelen Platte bezeichnet; ferner möge s die Veränderung der Amplitude des eindringenden Lichtes angeben. Hiernach besitzt also die Amplitude a des auf die Platte auffallenden Lichtes (Fig. 17) längs des Strahles 1 die Größe $a\sigma$, während dem in die Platte eindringenden Strahl die Amplitude as zukommt. σ' und s' mögen die entsprechenden Größen bei der Reflexion im Innern der Platte bedeuten. Nach diesen Festsetzungen folgt z. B. für den Strahl 1′ die Amplitude ass', für den Strahl 2′: $as\sigma'\sigma's'$ usw.

Somit kommen, unter gleichzeitiger Berücksichtigung von Gl. 15), den einzelnen Strahlen 1′ 2′ 3′ ... p' folgende Lichtvektoren zu:

$$s_{1'} = ass' \cdot \sin \Phi$$

$$s_{2'} = as\sigma'^2 s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{\gamma}{\lambda} + \Phi\right)$$

$$s_{3'} = as \cdot \sigma'^4 \cdot s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{2\gamma}{\lambda} + \Phi\right)$$

$$s_{4'} = as \cdot \sigma'^6 \cdot s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{3\gamma}{\lambda} + \Phi\right)$$

$$s_{5'} = as \cdot \sigma'^8 \cdot s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{4\gamma}{\lambda} + \Phi\right)$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$s_{p'} = as \cdot \sigma'^{2(p-1)} \cdot s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{(p-1)\gamma}{\lambda} + \Phi\right).$$

Es resultiert demnach in einem Vereinigungspunkt sämtlicher Strahlen die Schwingung:

$$S = \sum_1^p s_{p'} = \sum_1^p ass' \cdot \sigma'^{2(p-1)} \cdot \sin\left(2\pi \frac{(p-1)\gamma}{\lambda} + \Phi\right).$$

Diese Summe läßt sich in geschlossener Form darstellen, wenn man die leicht zu beweisende trigonometrische Beziehung berücksichtigt:

$$\sum_{1}^{p} \tau^{p-1} \cdot \cos(\alpha + \beta p) = A \sin\alpha + B \cos\alpha,$$

wobei:

$$A = \frac{-\sin\beta + \tau^p \sin\beta(p+1) - \tau^{p+1}\sin\beta p}{1 - 2\tau\cos\beta + \tau^2}.$$

$$B = \frac{-\tau + \cos\beta - \tau^p \cos\beta(p+1) + \tau^{p+1}\cos\beta p}{1 - 2\tau\cos\beta + \tau^2}.$$

Setzen wir also:

$$16) \quad \ldots\ldots \quad \begin{cases} \Phi - \dfrac{2\pi\gamma}{\lambda} = \alpha - \dfrac{\pi}{2}, \\ \dfrac{2\pi\gamma}{\lambda} = \beta, \\ \sigma'^2 = \tau, \end{cases}$$

so wird unser Ausdruck:

$$S = a s s' \cdot \sum_{1}^{p} \tau^{p-1} \cdot \sin\left(\alpha + \beta p - \frac{\pi}{2}\right)$$

oder

$$17) \quad . \; . \quad S = -a s s' \cdot [A \sin\alpha + B \cos\alpha].$$

Hierin enthält, wie sich aus 16) ergibt, nur α die Phase Φ. Setzt man demnach:

$$18) \quad A \cdot \sin\alpha + B \cdot \cos\alpha = C \cdot \sin(\alpha + c) = C \cdot \sin\alpha\cos c + C \cdot \cos\alpha \sin c,$$

so folgt:

$$19) \quad \ldots\ldots \quad \begin{cases} A = C \cdot \cos c \\ B = C \cdot \sin c \end{cases}$$

und es sind auch C und c frei von der Phase Φ. Somit ergibt sich aus Gleichung 17) und 18) der Schluß, daß auch die Schwingung S wieder eine Sinusschwingung ist, und zwar ist die Amplitude derselben gleich:

$$-a s s' \cdot C.$$

Wie aus 19) folgt, ist dies:

$$= -a s s' \sqrt{A^2 + B^2}.$$

Die gesuchte Intensität J, welche gleich dem Quadrat der Amplitude ist [vgl. Gleichung 11), S. 14], folgt mithin zu:

$$J = a^2 \cdot (ss')^2 \cdot (A^2 + B^2).$$

Führt man die durch die Gleichung 16) definierten Ausdrücke wieder ein, so erhält man nach einigen Umformungen:

$$J = a^2 \cdot (ss')^2 \cdot \frac{(1-\tau^p)^2 + 4\tau^p \cdot sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda} p\right)}{(1-\tau)^2 + 4\,\tau \cdot sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)}.$$

In dieser Formel bedeutete nach Gleichung 16) τ das Quadrat des Koeffizienten der Amplitudenveränderung bei der Reflexion im Inneren der Platte, mit anderen Worten den Koeffizienten der Intensitätsveränderung oder den Reflexionskoeffizienten. Nun ist nach einer von Fresnel gefundenen Beziehung, auf deren Begründung wir hier nicht näher eingehen:

$$ss' = 1 - \tau.$$

Somit erhalten wir die endgültige Form:

$$20) \quad . \quad . \quad J = a^2 (1-\tau)^2 \cdot \frac{(1-\tau^p)^2 + 4\tau^p \cdot sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda} \cdot p\right)}{(1-\tau)^2 + 4\,\tau \cdot sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)}.$$

Diese Gleichung stellt die Intensitätsverteilung dar, welche von einer Anzahl p vielfach reflektierter Strahlen im durchfallenden Licht an einer planparallelen Platte erzeugt wird.

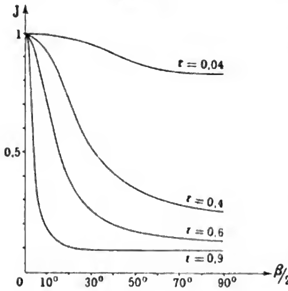
§ 18. **Weitere Diskussion der berechneten Intensitätsverteilung.** Wenn die planparallele Platte sehr lang, also p sehr groß ist, kann τ^p vernachlässigt werden, und es nimmt Gleichung 20) die einfachere, schon von Airy aufgestellte Form an:

$$21) \quad . \quad . \quad . \quad J = \frac{a^2 (1-\tau)^2}{(1-\tau)^2 + 4\,\tau \,.\, sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)}.$$

Wie früher, ist auch hier die Größe γ als Variable aufzufassen; wir können statt dessen $\pi \cdot \frac{\gamma}{\lambda} = \frac{\beta}{2}$ einführen. τ, der Reflexionskoeffizient, hängt vom Einfallswinkel ab. Für den engen Winkelraum zwischen zwei Interferenzstreifen darf indessen τ als konstant betrachtet werden. Unter dieser Voraussetzung, die

im allgemeinen erfüllt ist, stellt Fig. 18 die Intensitätsverteilung vom Maximum ($\beta/2 = 0$) zum Minimum ($\beta/2 = 90^0$) dar, und zwar für vier verschiedene Werte des Reflexionskoeffizienten, wobei $a^2 = 1$ gesetzt ist.

Fig. 18.



Der Zusammenhang des Reflexionskoeffizienten τ mit der Richtung des einfallenden Lichtes wird durch die Fresnelschen Formeln angegeben. Hierbei ist die parallel zur Einfallsebene polarisierte Komponente des Lichtvektors von der senkrecht polarisierten zu unterscheiden. Bezeichnen wir den Koeffizienten der letzteren mit τ_1, den der ersteren mit τ_2, so lauten die Fresnelschen Formeln:

$$22) \quad \ldots \quad \tau_1 = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \qquad \tau_2 = \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)}.$$

Den in Fig. 18 dargestellten Intensitätsverteilungen der Interferenzen, welche zu den Reflexionskoeffizienten 0,9, 0,6, 0,4 und 0,04 gehören, würden, wie sich hieraus berechnet, die Einfallswinkel $i = 88^0$, 85^0, 75^0 und 0^0 der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponente des Lichtes entsprechen, sofern die planparallele Glasplatte den Brechungsexponenten $n = 1{,}5$ besitzt.

Wie aus Fig. 18 hervorgeht, ist die Intensitätsverteilung eine steile für große Werte von τ. Dies bedeutet, daß dann scharfe Interferenzstreifen entstehen, zum Unterschied von den verwascheneren Streifen bei kleineren Einfallswinkeln. Der tiefere Grund hierfür ist darin zu suchen, daß nur bei einigermaßen großen Werten von τ, welche der 1 nahekommen, eine größere Anzahl von vielfach reflektierten, nahezu gleich starken Strahlen zustande kommen kann. Wir wollen indes hierauf erst später näher eingehen und zunächst die Intensitätsverteilung der Strahlen 1, 2, 3 ... p behandeln, welche auf derselben Seite gelegen sind wie das einfallende Licht.

§ 19. **Intensitätsverteilung der Interferenzen im reflektierten Lichte.** Man könnte bei der Betrachtung der Fig. 17 meinen, daß die Interferenz der Strahlen 1 2 3 . . . p eine Interferenzerscheinung ergeben müßte, welche mit derjenigen der Strahlen 1′ 2′ 3′ 4′ . . . p' fast identisch ist. Dies ist nun aber nicht der Fall. Der erste, reflektierte Strahl 1 ist nämlich vor allen anderen insofern ausgezeichnet, als er bei der Reflexion an der Oberfläche der Platte einen Phasensprung von $\frac{\pi}{2}$ erlitten hat. Mit anderen Worten heißt dies, daß bei der Reflexion des Lichtes im äußeren Medium (Luft) gegen das innere (Glas) ein Gangunterschied von einer halben Wellenlänge eintritt. Wir wollen diese merkwürdige Tatsache [1]) hier einfach hinnehmen und uns fragen, welche Konsequenzen sich daraus für unsere Interferenzerscheinung ergeben.

Die Reihe der Lichtvektoren $s_1, s_2, s_3 \ldots s_p$, welche wir analog dem Ansatz auf Seite 37 erhalten, ist die folgende:

$$s_1 = a \cdot \sigma \cdot \sin \Phi$$

$$s_2 = a \cdot s\,\sigma' s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{\gamma}{\lambda} + \Phi\right)$$

$$s_3 = a \cdot s\,\sigma' \cdot \sigma'^2 \cdot s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{2\gamma}{\lambda} + \Phi\right)$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$s_p = a \cdot s\,\sigma' \cdot \sigma'^{p-1} \cdot s' \cdot \sin\left(2\pi \frac{(p-1)\gamma}{\lambda} + \Phi\right).$$

Der oben genannten Tatsache des Phasensprunges von Strahl 1 tragen wir Rechnung, wenn wir $\sigma = -\sigma'$ setzen. Die weitere Rechnung, welche der früher in § 17 ausgeführten völlig analog ist, mag hier übergangen werden. Man erhält das Resultat:

$$23) \quad \ldots \bar{J} = \frac{4\,a^2\,\tau \cdot \sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)}{(1-\tau)^2 + 4\,\tau \cdot \sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)},$$

---

[1]) Die vielfach verbreitete Deduktion des Phasensprunges bei der Reflexion an einer unendlich dünnen Platte ist nur eine scheinbare und ad hoc erfundene. Denn sie basiert auf der Annahme, daß eine unendlich dünne Platte die gleiche Wirkung auf das Licht ausübe wie der homogene Raum. Diese Annahme aber ist durch nichts weiter als durch die Richtigkeit des abzuleitenden Endresultats begründet.

wobei gleich angenommen werde, daß die planparallele Platte unendlich groß, also $\mathfrak{r}^p = 0$ ist. — Diese von **Airy** aufgestellte Gleichung 23), welche der Gleichung 21) in § 18 entspricht, gibt die Intensitätsverteilung für unendlich viele, vielfach reflektierte Strahlen auf seiten des einfallenden Lichtes an. Man bezeichnet die durch 21) bzw. 23) dargestellten Verteilungen auch kurz als Interferenzen im *durchgehenden* bzw. *reflektierten* Licht.

Aus 21) und 23) folgt sogleich:

$$24) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad J + \bar{J} = a^2.$$

Diese Folgerung ist mit dem Energieprinzip im Einklang; sie besagt, daß die Energie a^2 einer unter bestimmtem Winkel einfallenden Welle gleich ist der Summe der Energien im reflektierten und durchgehenden Licht. Ferner folgt aus 24), daß die durch die Größen J und $\bar{J}$ dargestellten Interferenzerscheinungen komplementär zueinander sind; wo J ein Maximum der Intensität hat, besitzt $\bar{J}$ ein Minimum, und umgekehrt. — Die Intensitätsverteilung $\bar{J}$ ist durch Fig. 19 für dieselben Werte des Reflexionskoeffizienten $\mathfrak{r}$ wie früher (vgl. § 18) dargestellt; Fig. 19 ist nichts anderes als das Spiegelbild von Fig. 18. Man kann aus den Fig. 18 u. 19 z. B. entnehmen, daß für große Werte von $\mathfrak{r}$, wo in beiden Erscheinungen J und $\bar{J}$ ein steiler Intensitätsabfall, d. h. *scharfe* Interferenzen auftreten, im durchgehenden Licht scharfe Maxima auf dunklem Grunde, im reflektierten Licht scharfe Minima auf hellem Grunde entstehen.

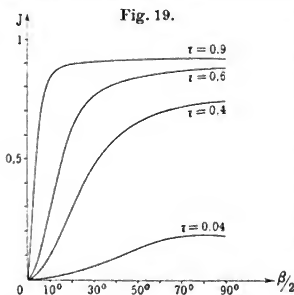


Fig. 19.

§ 20. **Planparallele Luftplatte zwischen zwei rechtwinkeligen Glasprismen.** Eine interessante und für manche Anwendungen wichtige Form der planparallelen Platte ist die in Fig. 20 dargestellte planparallele Luftplatte PQ zwischen zwei mit den Hypotenusenflächen aufeinandergelegten, rechtwinkeligen

Glasprismen; die Dicke dieser Luftplatte ist gleich derjenigen zweier Stanniolstreifchen P und Q, welche die aufeinandergepreßten Glasprismen nur bis zu einer gewünschten Distanz zusammentreten lassen.

Man erhält hier im reflektierten und durchgehenden Licht ebenfalls zwei zueinander komplementäre Erscheinungen, denn auch hier hat der erste Strahl 1 einen Phasensprung mehr erlitten als alle anderen Strahlen. Die Entstehungsweise der vielfachen

Fig. 20.

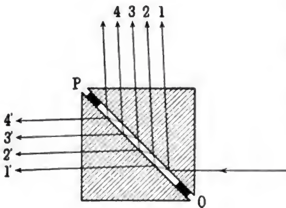
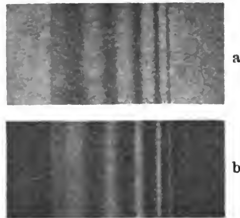


Fig. 21.



Strahlen ist hier nur wenig anders als in dem früher behandelten Fall einer planparallelen Glasplatte. Denn der Brechungsexponent der planparallelen Platte ist hier $= \frac{1}{n}$, wenn n, wie immer, den Brechungsexponenten des optisch dichteren Mediums (in diesem Fall also der Glasprismen) bezeichnet; ferner erleiden hier sämtliche Strahlen bei jeder Reflexion den in § 19 genannten Phasensprung. Im großen und ganzen aber ist das Interferenzbild bei einer Luftplatte dasselbe wie bei einer Glasplatte, insbesondere behalten die abgeleiteten Formeln für die Intensitätsverteilung ihre Gültigkeit. Die größte Schärfe der Interferenzstreifen hat man wieder für große Werte des Reflexionskoeffizienten r. Dies ist hier für einen Einfallswinkel der Fall, der nahezu gleich ist dem Grenzwinkel der Totalreflexion. Fig. 21 repräsentiert die Interferenzerscheinung in der Nähe der Totalreflexion, und zwar Fig. 21a im reflektierten, Fig. 21b im durchgehenden Licht (für die grüne Hg-Linie); man ersieht aus den Photographien den steilen Intensitätsabfall des der Totalreflexionsgrenze am meisten benachbarten Interferenzstreifens (der erste rechts in Fig. 21).

Diese, an der Grenze der Totalreflexion auftretenden Stücke von Interferenzringen sind die ersten an einer planparallelen Platte beobachteten Interferenzen und wurden von Herschel im Jahre 1809 beschrieben. Bemerkenswert an ihnen ist besonders noch der Umstand, daß sie auch im weißen Licht an dicken Platten auftreten. Diese Tatsache erscheint als eine Folgerung von Formel 12), S. 18, welche den Gangunterschied γ der interferierenden Strahlen darstellt. Wir können jene Formel ohne weiteres auf unsere Luftplatte übertragen, nur haben wir zu schreiben:

$$\gamma = \frac{2\,d}{n} \cos r,$$

wenn n den Brechungsexponenten der Glasprismen bedeutet. Nun ist r, der Reflexionswinkel im Innern der Platte, an der Totalreflexionsgrenze $= 90^0$ und somit $\gamma = 0$. Wie dick unsere planparallele Luftplatte also auch sei, stets ist der Gangunterschied der an der Grenze der Totalreflexion verlaufenden Strahlen unendlich klein, und es sind aus diesem Grunde (vgl. § 14) auch Interferenzen im weißen Lichte sichtbar.

§ 21. **Vorhandensein zweier komplementärer Interferenzsysteme im reflektierten Licht.** O. Lummer zog im Jahre 1900 die Konsequenz, daß der in den vorigen Paragraphen behandelte Unterschied der Interferenzerscheinungen im reflektierten und durchgehenden Licht verschwinden muß, wenn man dafür Sorge trägt, daß der erste, vor allen anderen ausgezeichnete reflektierte Strahl künstlich fortgenommen wird. Dies kann einfach dadurch geschehen, daß man mit Hilfe eines seitlich herangeführten, undurchsichtigen Schirmes den Strahl 1 abblendet.

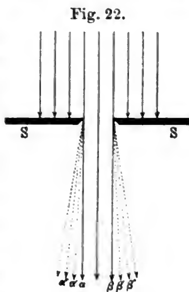
In der Tat konnte Lummer diese Folgerung experimentell bestätigen. Für die Beobachtung des Phänomens besonders geeignet ist der in § 20 beschriebene Glaswürfel, welcher eine planparallele Luftplatte darstellt. Hier liegen die vielfach reflektierten Strahlen ziemlich weit voneinander getrennt, und man kann bequem den ersten Strahl durch ein Stück Papier abblenden. Tut man dies, so beobachtet man das auf den ersten Blick überraschende Phänomen, daß die neue Interferenzerscheinung, welche beim Abblenden des Strahles 1 zustande kommt, die Komplementärerscheinung derjenigen ist, die vordem sichtbar war. Das neue

Phänomen ist also mit dem im durchgehenden Licht auftretenden identisch.

Die theoretische Behandlung dieser Erscheinung ist aufs engste verknüpft mit unseren früheren Betrachtungen in § 16 ff. Wir wollen hier nicht näher darauf eingehen. — Selbstverständlich sind auch an keilförmigen Platten zwei komplementäre Interferenzerscheinungen im reflektierten Licht vorhanden. — Man könnte daran denken, durch eine Versilberung an einer Fläche (oder auch an beiden Flächen) der Platte die Bevorzugung des ersten Strahles wenn nicht zu unterdrücken, so doch zu verändern. In der Tat erhält man z. B. durch Ersatz einer Plattenoberfläche durch einen Metallspiegel, wie zuerst Stokes gezeigt hat, eine Veränderung der Intensitätsverteilung und des Phasenunterschiedes. Neuerdings haben sich Maclaurin, Macé de Lépinay und Buisson mit ähnlichen Problemen befaßt.

§ 22. **Beugung des Lichtes an einer Öffnung.** Die bisher betrachteten Fälle von Interferenzerscheinungen hatten zur Voraussetzung, daß alle den Interferenzapparat durchsetzenden Strahlen gemäß den Regeln der geometrischen Optik ihren Weg fortsetzen, d. h. sich geradlinig fortpflanzen und nach dem Reflexions- bzw. Brechungsgesetz reflektiert bzw. gebrochen werden. Diese Voraussetzung stellt indes nur eine Annäherung an die Wirklichkeit dar, und zwar eine solche, die in vielen Fällen außerordentlich weit geht, zuweilen aber doch nur so gering ist, daß die Natur den Regeln der geometrischen Optik geradezu widerspricht.

Fig. 22.



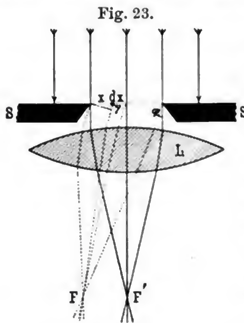
Es falle eine ebene Welle (vgl. Fig. 22) auf den undurchsichtigen Schirm S, welcher eine spaltförmige, rechteckige Öffnung, sagen wir von $^1/_{50}$ mal 20 mm, besitzt; der in Fig. 22 sichtbare Schnitt möge senkrecht stehen zur Langseite des Spaltes. Nach den Regeln der geometrischen Optik würde dann ein von den Strahlen α und β begrenztes Stück der ebenen Welle, mit ungeänderter Richtung sich fortpflanzend,

durch die Öffnung treten. In Wirklichkeit tritt nun aber auch längs der Richtungen $\alpha' \alpha''$ . . ., $\beta' \beta''$ . . . Licht auf.

Diese Erfahrungstatsache besagt, daß beim Durchtritt einer ebenen Welle durch eine Öffnung ein ganzes System von Wellen der verschiedensten Richtungen entsteht; das Licht wird, wie man sagt, an der Öffnung „gebeugt“. Man gibt sich theoretisch Rechenschaft von dieser Beugung des Lichtes, wenn man mit Huyghens und Fresnel das Fortschreiten einer Lichtwelle als Interferenz von lauter Elementarwellen ansieht, die von den benachbarten Punkten einer Wellenfläche herkommen.

Bei senkrechter Inzidenz des Lichtes auf die Spaltebene fällt das in die Öffnung tretende Stück der Wellenfläche mit der Spaltebene zusammen, d. h. die Punkte der letzteren sind sämtlich in gleicher Schwingungsphase. Wir wollen nun die Hypothese einführen, daß die Lichterregung hinter der Öffnung nichts anderes ist als die Interferenz der von benachbarten Punkten der Spaltebene emittierten Strahlungen. Mit anderen Worten heißt dies, daß die benachbarten Punkte einer Wellenfläche kohärente „Erschütterungszentra“ sind, deren jedes selbständig strahlt, oder: Jeder Punkt der Spaltebene entsendet kohärente Kugelwellen, sogenannte „Elementarwellen“, in den hinter der Öffnung gelegenen Raum, und es kommt jetzt darauf an, die Lichtverteilung dieser miteinander interferierenden Wellen zu berechnen.

Fig. 23.



Die gestellte Aufgabe wird besonders einfach, wenn wir nach Fraunhofer eine Linse in den Strahlengang einfügen und uns darauf beschränken, die Intensitätsverteilung der in der Brennebene der Linse interferierenden Strahlen zu berechnen. Diesen, auch für die Anwendungen wichtigsten Fall wollen wir im folgenden näher untersuchen, wobei wir die Länge des Spaltes als ∞ annehmen.

In Fig. 23 bedeutet wieder S den Spalt, L bedeutet eine Linse. Letztere vereinigt parallele Strahlen in einem Punkte der

Brennebene, dort findet Interferenz statt. Wir wollen nun die Intensitätsverteilung berechnen, d. h. wir berechnen die Intensität der unter einem beliebigen Winkel φ gebeugten Strahlen in ihrem Vereinigungspunkte F. Wenn wir den Abstand eines beliebigen Elementes dx vom Rande der Öffnung mit x bezeichnen, so ist der von diesem Element erzeugte Lichtvektor ds gemäß Gleichung 15) (S. 37):

$$ds = da \cdot \sin\left(2\pi \frac{\gamma}{\lambda} + \Phi\right).$$

Die Amplitude da können wir $\sim$ der Größe des Elementes, also $\sim dx$ setzen und schreiben mithin

25) . . . . $da = a \cdot dx,$

wo a eine Konstante bedeutet. Der Gangunterschied γ ist

$$\gamma = x \cdot \sin\varphi.$$

Somit folgt:

$$ds = a \cdot \sin\left(2\pi \frac{x \cdot \sin\varphi}{\lambda} + \Phi\right) \cdot dx.$$

Die Größe des Lichtvektors S im Punkte F erhalten wir, wenn wir über alle ds summieren. Bedeutet x_0 die Spaltbreite, so ist also zu bilden

$$S = \int ds = \int_0^{x_0} a \cdot \sin\left(2\pi \frac{x \sin\varphi}{\lambda} + \Phi\right) \cdot dx.$$

Das Integral läßt sich leicht ausführen. Es folgt:

$$S = \frac{a\lambda}{2\pi \sin\varphi} \left[\cos\left(2\pi \frac{x \sin\varphi}{\lambda} + \Phi\right)\right]_{x_0}^{0}$$

$$= \frac{a\lambda}{2\pi \sin\varphi} \left[\cos\Phi - \cos\left(2\pi \frac{x_0 \sin\varphi}{\lambda} + \Phi\right)\right]$$

$$= \frac{a\lambda}{\pi \sin\varphi} \sin\left(\pi \frac{x_0 \sin\varphi}{\lambda}\right) \sin\left(\pi \frac{x_0 \sin\varphi}{\lambda} + \Phi\right).$$

Die Intensität ergibt sich somit zu:

26) . . . . . $J = (a x_0)^2 \cdot \left(\frac{\sin \pi \frac{x_0 \sin\varphi}{\lambda}}{\pi \frac{x_0 \sin\varphi}{\lambda}}\right)^2.$

In dieser Formel bedeutet $a x_0$ auf Grund der Gleichung 25) nichts anderes als die Intensität aller in den Spalt fallenden Elemente der Welle. Für den Beugungswinkel $\varphi = 0$ wird, wie man sieht, $J = (a x_0)^2$, für $\varphi > 0$ aber $J < (a x_0)^2$. Dies besagt, daß die mittleren, ungebeugten Strahlen, welche im Punkte F' der Fig. 22 interferieren, dort eine Intensität gleich der der ankommenden Wellen erzeugen; die außerhalb F' interferierenden gebeugten Strahlen aber besitzen eine kleinere Intensität. Wenn der Zähler des Ausdruckes 25) zu Null wird, ist auch $J = 0$, und dies ist der Fall, wenn

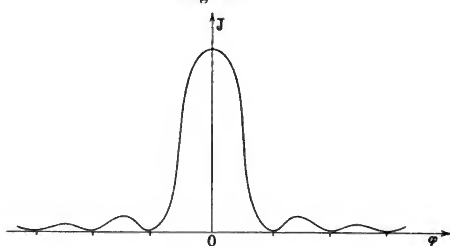
$$\frac{x_0 \cdot \sin \varphi}{\lambda}$$

eine ganze Zahl, d. h. wenn

$$x_0 \cdot \sin \varphi = \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda\ \ldots$$

ist. Die Intensitätsverteilung in der Brennebene von L besteht also aus einem zentralen, hellsten Streifen ($\varphi = 0$), neben welchen

Fig. 24.



sich Minima der Intensität lagern ($\varphi = \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda\ \ldots$). Zwischen den Minimis ist eine von Null verschiedene, aber geringere Helligkeit als in der Mitte. — Die graphische Darstellung von Gleichung 26) ergibt die in Fig. 24 gezeichnete Intensitätsverteilung.

In Fig. 25 ist das soeben behandelte Beugungsphänomen an einer Öffnung photographiert, und zwar mit einer Anordnung, welche genau der in Fig. 23 gezeichneten entspricht; die photographische Platte war in die Brennebene eines Fernrohrobjektivs L gesetzt. Die beugende Öffnung hatte eine Breite von $^1/_2$ mm und war in ein Stück Messingblech geschnitten; die auffallende

ebene Welle wurde erhalten, indem ein in der Brennebene einer Linse stehender, sehr enger Spalt mit dem grünen Quecksilberlicht der in § 15 beschriebenen Quecksilberlampe beleuchtet wurde. — Man erkennt in Fig. 25, welche ein etwa zwölfmal vergrößertes Negativ ist, mehrere dunkle Streifen neben dem zentralen Hauptmaximum; dies entspricht dem Ergebnis der obigen theoretischen Ableitungen.

Fig. 25.



Es mag noch bemerkt werden, daß unsere Theorie der Beugungserscheinung an einer Öffnung in vollkommener Übereinstimmung mit der Beobachtung ist; nichtsdestoweniger gilt nach neueren theoretischen Untersuchungen von Schwarzschild auch die obige Theorie, insbesondere die Formel 26), nur angenähert. Da indes der Grad der Annäherung ein so großer ist, daß bisher überhaupt noch keine Abweichungen von unseren oben erhaltenen Resultaten experimentell festgestellt wurden, so können wir im folgenden an der uneingeschränkten Richtigkeit der Formel 26) und den ihr zugrunde liegenden Hypothesen festhalten.

§ 23. **Beugung an mehreren (spaltförmigen) Öffnungen.** Im vorigen Paragraphen war die Interferenzerscheinung behandelt worden, welche in der Brennebene einer hinter eine spaltförmige Öffnung gesetzten Linse entsteht, wenn auf die Öffnung paralleles monochromatisches Licht auffällt. Dieses Phänomen kann nun dazu dienen, um zusammen mit anderen, ähnlichen Erscheinungen von neuem Interferenzerscheinungen zu liefern. Solche „Interferenzen zweier Beugungsbilder" erhält man z. B., wenn man statt eines beugenden Spaltes zwei solche anwendet.

In Fig. 26 (a. f. S.) fällt, wie früher, eine ebene Welle auf die Ebene eines Schirmes *S*. In diesem Schirm befinden sich zwei parallele, spaltförmige Öffnungen 1 und 2. Dann ist klar, daß die von jeder einzelnen Öffnung herkommenden Strahlen in der Brennebene der Linse *L* die durch Gleichung 25) dargestellte Intensitätsverteilung erzeugen werden, und zwar fallen die beiden Bilder wegen der Parallelität der Strahlen genau aufeinander. Insofern nun aber je zwei von den beiden Öffnungen herkommende, korrespondierende Strahlen einen Gangunterschied besitzen, werden

neue Interferenzstreifen zu den schon vorhandenen hinzukommen, d. h. die beiden Einzelerscheinungen werden miteinander interferieren.

In Fig. 27a ist diese Interferenzerscheinung der Beugungsbilder zweier Spalte photographiert; die Entfernung der Spalte war gleich der Spaltbreite selbst und betrug $^1/_2$ mm. — Man erblickt in Fig. 27a ein von Fig. 25 sehr verschiedenes Phänomen, welches besonders durch die neu hinzukommenden Interferenzstreifen auf dem zentralen Streifen der Fig. 25 gekennzeichnet ist. Ebenso wie Fig. 25 ist auch Fig. 27 ein vergrößertes Negativ.

Fig. 26.

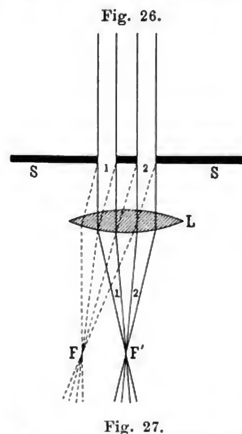
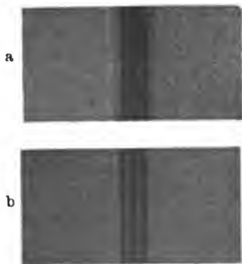


Fig. 27.



Die Berechnung dieser Interferenzerscheinung gestaltet sich ganz analog der in § 22 für einen Spalt ausgeführten. Wir wollen indes an dieser Stelle auf die Ableitung der Formeln verzichten, zumal bei einer späteren Gelegenheit (vgl. § 31) ein allgemeinerer Fall behandelt wird.

Es steht nichts im Wege, statt zweier beugender Spalten wie in Fig. 26 drei, vier oder mehr solche anzuwenden. Dann erhält man eine Erscheinung, die sich als die dreifache, vierfache usw. Interferenz des an einer Spalte auftretenden Grundphänomens darstellt. In Fig. 27b ist z. B. die an vier äquidistanten Spalten entstehende Erscheinung photographiert. Bemerkenswert ist hierbei die größere Schärfe der Streifen im Vergleich zu denjenigen in Fig. 25 und 27a. Analog den Interferenzen planparalleler Platten (vgl. § 18, S. 39ff.) gilt das Gesetz, daß die Schärfe der Interferenzstreifen um so größer ist, je mehr interferierende Strahlen,

d. h. je mehr beugende Öffnungen vorhanden sind. Wir werden später noch mehrmals hierauf zurückkommen.

Bei den in § 22 und 23 behandelten Beugungsphänomenen war als Lichtart *eine* homogene Wellenlänge vorausgesetzt. Enthält das benutzte Licht *mehrere* Wellen, so findet, wie dies in § 14 eingehend behandelt war, eine Überlagerung der von diesen erzeugten Interferenzphänomene statt. Man kann nun aus der Art dieser Erscheinungen Rückschlüsse auf die von der Lichtquelle ausgehende Strahlung machen. Die hierfür geeigneten Apparate werden im folgenden näher beschrieben.

III. Teil.

Spektralapparate.

§ 24. **Fizeaus Modifikation des Newtonschen Farbenglases.** Ein Instrument, welches die einzelnen von einer Lichtquelle ausgesandten Wellenlängen erkennen läßt, heißt ein Spektroskop. Der bekannteste Apparat dieser Art ist das Prismenspektroskop. Die Wirkung desselben beruht auf der Eigentümlichkeit durchsichtiger Körper, wie Glas, Schwefelkohlenstoff u. a., die verschiedenen Wellenlängen mit *verschiedener Geschwindigkeit* fortzupflanzen. Man nennt diese Eigenschaft der Körper die „Dispersion“.

Der Vorgang der Dispersion ist sehr verwickelt; höchstwahrscheilich hat er in der molekularen Struktur der Körper seinen Grund. Wir wollen uns hier nicht näher mit ihm und den auf ihm begründeten Spektroskopen, den Prismenspektroskopen, abgeben, sondern gleich zu solchen Apparaten übergehen, welche sich der einfacheren, in den obigen Paragraphen behandelten Interferenzerscheinungen bedienen.

Das in § 13 kurz angeführte *Newtonsche* Farbenglas repräsentiert z. B. ein Spektroskop. Denn es zerlegt weißes Licht in seine Farben, sondert also die im natürlichen Licht enthaltenen Schwingungen voneinander. Aber wir können mit dieser Anordnung

4*

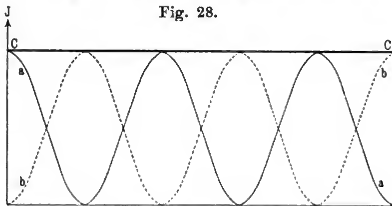
sogar etwas machen, was wir mit einem Prismenapparat nicht so ohne weiteres können, nämlich die Wellenlänge λ einer gegebenen Lichtart ihrer Größe nach bestimmen. In der Tat ist es nur nötig, die Dicke der (keilförmigen) Schicht und den Durchmesser des ersten Interferenzringes für eine bestimmte Farbe zu messen, um daraus die Wellenlänge der dieser Farbe entsprechenden Lichtart zu berechnen. Es findet sich auf diesem Wege z. B. das Resultat, daß die Wellenlänge des grünen Lichtes etwa = 0,0005 mm beträgt; rotes Licht hat eine etwas größere Wellenlänge von 0,0007, blaues Licht eine kleinere Wellenlänge von 0,0004 mm. — Bei der Kleinheit der Lichtwellen benutzt man als Maßeinheit gewöhnlich $1\,\mu\mu = \frac{1}{1000}\,\mu$ oder $\frac{1}{1000}$ Mikron, wobei 1000 Mikron = 1 mm. $1\,\mu\mu$ ist also $= 10^{-6}$ mm; die Wellenlänge des roten bzw. blauen Lichtes beträgt hiernach 700 bzw. 400 $\mu\mu$.

Aber das Newtonsche Farbenglas ist nur ein sehr unvollkommenes Spektroskop. Sowohl die Trennung der einzelnen Farben als auch die Genauigkeit der Wellenlängenbestimmung ist sehr gering. Trotzdem hat Fizeau im Jahre 1862 durch eine geringfügige Modifikation dieses Apparates Resultate erzielen können, die sich nur mit den besten Prismenspektroskopen seiner Zeit erhalten ließen. Fizeau tat nichts weiter, als daß er in der Newtonschen Anordnung die Entfernung zwischen der Glaslinse und der ebenen Glasplatte vergrößerte, indem er die Linse etwas von ihrer Unterlage abhob. Durch diese Manipulation vergrößerte er den Gangunterschied der interferierenden Strahlen. Im weißen Licht verschwanden dementsprechend die Interferenzstreifen, in dem homogeneren Licht einer Natriumflamme aber erhielt er noch sehr gut wahrnehmbare Interferenzen. Fizeau beobachtete nun, daß auch die Natriumringe bei einer gewissen Dicke der keilförmigen Schicht nicht mehr sichtbar sind. Als er aber die Schichtdicke weiter vergrößerte, erschienen wieder Interferenzen, darauf verschwanden sie nochmals, kamen bei weiterer Zunahme der Schichtdicke wieder zum Vorschein, und so wiederholte sich diese Erscheinung noch mehrere Male.

Die bereits von Fizeau gefundene Erklärung dieses Verhaltens besteht darin, daß das Natrium zwei nahe benachbarte gelbe Lichtsorten oder Spektrallinien ausstrahlt. Denn wie aus den in § 14 (S. 25) angestellten Betrachtungen

folgt, sind zwei Wellen λ und λ', die sich um $\delta\lambda = \lambda - \lambda'$ unterscheiden, nach $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ Wellenlängen zum erstenmal in Konsonanz und nach der halben Strecke, also nach $\frac{\lambda}{2\delta\lambda}$ Wellenlängen in Dissonanz. Die Interferenzstreifensysteme beider Wellen fallen in der Konsonanzstellung aufeinander, d. h. es fallen die Maxima (und somit auch die Minima) der Intensität aufeinander, die Interferenzstreifen verstärken sich. In der Dissonanzstellung aber fallen die Maxima der einen Welle auf die Minima der anderen und umgekehrt; Dunkelheiten in der Interferenzerscheinung werden also erhellt, und dies bedingt eine Verringerung der Deutlichkeit der Erscheinung. Diese Verundeutlichung bei der Dissonanzstellung der Wellensysteme kann zur vollständigen Auslöschung der Interferenzen führen, wenn λ und λ' gleich hell sind, und wenn die Intensitätsverteilung, wie dies beim Newtonschen Farbenglase in der Tat der Fall ist, einen sinusartigen Verlauf hat (vgl. § 16). In Fig. 28 sei *aa* die (sinusartige) Intensitätsverteilung von λ, *bb* diejenige von λ'. Beide übereinandergelagert ergeben für jeden Punkt die Summe der Ordinaten beider Intensitätsverteilungen, d. h. die gleichmäßige Helligkeit *cc* ohne irgendwelche Maxima und Minima. — Somit erklärt sich also in dem Fizeauschen Experiment das periodische Wiederauftauchen und Verschwinden der Interferenzen aus der periodischen Konsonanz und Dissonanz der Interferenzsysteme zweier gleich intensiver Wellen λ und λ'. Da diese Periode etwa 1000 Wellenlängen beträgt, so gelangt man zu dem Schluß, daß das Natriumlicht zwei Wellen enthält, die sich um etwa $^1/_{1000}$ der Wellenlänge voneinander unterscheiden. Fizeau hat auf diese Weise, durch Beobachtung der periodisch auftretenden Dissonanz und Konsonanz zweier Interferenzsysteme, z. B. auch die Wellenlänge der roten Lithiumlinie gemessen.

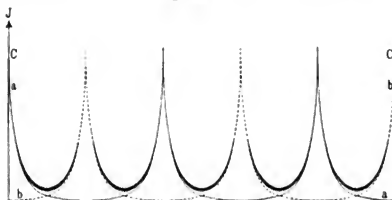
Fig. 28.



§ 25. **Ausbildung der Fizeauschen Methode durch Michelson.** Der von Fizeau beschrittene Weg wurde in der Neuzeit von Michelson wieder aufgenommen und wesentlich vervollkommnet.

Michelson ersetzte das von Fizeau benutzte Newtonsche Farbenglas durch sein Interferometer. Bei diesem in § 13 beschriebenen Instrument bedient man sich an Stelle der „Interferenzen gleicher Dicke“ bei hohen Gangunterschieden der „Interferenzen gleicher Neigung“. Der hierdurch erzielte Vorteil wird auf Grund von § 38 verständlich. Ferner aber erweiterte Michelson die Fizeausche Methode dahin, daß er nicht allein aus dem periodischen Wiederauftreten und Verschwinden von Interferenzringen, sondern auch schon aus der periodisch wiederkehrenden größeren Deutlichkeit bzw. Undeutlichkeit der Interferenzen Schlüsse zog auf die Konstitution des angewandten Lichtes u. dgl. Es möge an dieser Stelle indes nicht näher hierauf eingegangen werden, zumal die Fizeau-Michelsonsche Methode durch neuere Apparate (§ 28 bis 30), in denen scharfe Interferenzstreifen erzeugt werden, überholt worden ist. Immerhin sind aber diese Arbeiten Michelsons in höchstem Grade beachtenswert; eine leicht verständliche Darstellung derselben findet man unter anderem in dem Buche von Michelson: Light Waves and their uses. Chicago, The University Press, 1903.

Fig. 29.



An Hand des im § 24 geschilderten Fizeauschen Experimentes ist bereits ersichtlich, von welcher Bedeutung die Intensitätsverteilung eines Interferenzstreifensystems ist, wenn man aus ihm spektroskopische Schlüsse ziehen will. Es ist klar, daß man in der Spektroskopie vor allem scharfe, nicht sinusartige

Intensitätsverteilungen braucht. Nur diese erlauben gleichzeitig mehrere, in dem angewandten Licht enthaltene Wellen zu erkennen und die relativen Lagen ihrer Streifensysteme scharf zu beobachten. Fig. 29 führt dies noch näher vor Augen. Wie in Fig. 28, sind auch hier zwei in Dissonanz befindliche Wellen zugrunde gelegt, aber die Intensitätsverteilung möge jetzt eine steile sein, und zwar sei *aa* das System der einen Welle, *bb* (punktiert) das der anderen. Durch Überlagerung entstünde das System *cc* (dicke Linie), also eine sehr wohl beobachtbare Interferenzerscheinung, bestehend aus einer doppelten Anzahl scharfer Maxima auf unbedeutend erhellten Minimis. — Derartige scharfe, schmale Interferenzen treten z. B. an den sog. „Gittern" auf.

§ 26. **Fraunhofers Beugungsgitter.** Die Erzeugung scharfer Interferenzstreifen mit Hilfe einer Anordnung, die dem Newtonschen Farbenglase entspricht, ist erst eine Errungenschaft des letzten Jahrzehnts (vgl. § 28 ff.). Dagegen ist die Methode der Interferenzen in den Beugungsbildern beugender Spalten (§ 23) schon längere Zeit bekannt und zu hoher Vollkommenheit ausgebildet worden.

Wie in § 23 ausgeführt wurde, wächst die Schärfe der Interferenzstreifen, z. B. bei der in Fig. 25 dargestellten Anordnung, mit der Anzahl der beugenden Öffnungen. Fraunhofer war der erste, der auf diesem Prinzip „Beugungsspektroskope", oder wie man kürzer sagt, „Beugungsgitter" konstruierte.

Ein Beugungsgitter ist nichts anderes als eine sehr große Anzahl nebeneinander angeordneter, spaltförmiger Öffnungen. Praktisch stellt man diese z. B. her, indem man lauter dünne Drähte nebeneinander in gleichen Zwischenräumen ausspannt. In dieser Weise waren die ersten Gitter Fraunhofers konstruiert, auf demselben technischen Prinzip beruhen auch die z. B. von Rubens und Du Bois angefertigten Drahtgitter, die dem speziellen Zwecke der Messung langer (Wärme-) Wellen dienen. Fraunhofer stellte ferner noch Glasgitter her, die vollkommener waren als die Drahtgitter. Sie bestanden aus lauter parallelen, äquidistanten Strichen, welche mit einer Diamantspitze in eine Glasplatte eingeritzt waren. Hierbei wirken die nicht geritzten Stellen des Glases als lichtdurchlässige Öffnungen, während die geritzten Linien die Rolle dunkler Schirme spielen. Betreffs

näherer Angaben über die Geschichte der älteren Gitter vgl. z. B. Kayser, Spektroskopie, Bd. I, S. 397 ff.

Ein Ziel bei der Herstellung möglichst leistungsfähiger Gitter war unter anderem die Erzeugung recht enger, beugender Spalte bzw. recht feiner, nahe aneinander liegender Striche. Denn je enger eine beugende Öffnung, je größer sind auch die Beugungswinkel der Lichtstrahlen. Aus Formel 26) z. B. geht hervor, daß das erste Interferenzminimum einer beugenden Öffnung bei einem Beugungswinkel φ_1 liegt, der durch die Gleichung:

$$x_0 \cdot \sin \varphi_1 = \lambda$$

gegeben ist. Für eine Spaltbreite $x_0 = \frac{1}{10}$ mm folgt mithin:

$$\sin \varphi_1 = 10 \cdot \lambda,$$

λ gemessen in Millimeter. Für rotes Licht von der Wellenlänge 0,0006 mm folgt hieraus:

$$\varphi_{1\,\mathrm{rot}} = 0^0\,19'\,15'',$$

für grünes Licht von der Wellenlänge 0,0005 mm

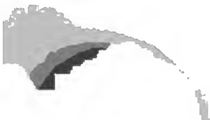
$$\varphi_{1\,\mathrm{grün}} = 0^0\,17'\,11''.$$

Die Beugungswinkel sind also noch sehr klein, die erzeugten Spektra auf einen sehr engen Raum zusammengedrängt. Demgegenüber ergibt sich für einen zehnmal engeren Spalt von der Breite $\frac{1}{100}$ mm:

$$\varphi_{1\,\mathrm{rot}} = 3^0\,26'\,25''$$
$$\varphi_{1\,\mathrm{grün}} = 2^0\,52'\,0''.$$

Wenngleich somit durch die Herstellung enger Gitterstriche eine Ausbreitung des Spektrums auf einen größeren Winkelraum erzielt wird, so ist doch, wie später (§ 33) ersichtlich sein wird, dieser Umstand theoretisch nur von untergeordneter Bedeutung gegenüber dem anderen Ziel, die Zahl der beugenden Öffnungen so weit als irgend möglich zu erhöhen.

§. 27. **Reflexionsgitter.** Einen bedeutenden Fortschritt in der Herstellung von Gittern erzielte der Amerikaner Rutherford. Derselbe zog die Gitterstriche nicht auf Glas, sondern auf Metallplatten. Ein derartiges Metallgitter kann natürlich nicht im durchgehenden, sondern nur im reflektierten Licht benutzt



werden; da das verwandte Spiegelmetall (Legierung von Cu, Sn u. a) weicher ist als das harte Glas, so nutzt sich der die Gitterstriche ziehende Diamant viel langsamer ab und man kann eine weit größere Anzahl von regelmäßigen Furchen erzielen.

Die allervollkommensten Gitter hat H. A. Rowland hergestellt. Diese bewunderungswürdigen Instrumente waren bis vor kurzem noch bei weitem die leistungsfähigsten Spektralapparate; erst ganz neuerdings sind sie durch die weiter unten zu beschreibenden Apparate etwas in den Hintergrund gedrängt worden. Sie haben indes vor den letzteren in mancher Hinsicht so bedeutende Vorteile, daß sie noch immer als unentbehrliche Hilfsmittel, besonders der messenden Spektroskopie, zu gelten haben. Rowland hat vor allem den Mechanismus, welcher die Herstellung der Striche besorgt, aufs exakteste ausgeführt und studiert, ferner hat er sog. Konkavgitter hergestellt. Man versteht hierunter ein auf die innere Fläche eines Zylindermantels geteiltes Gitter, dessen Striche den erzeugenden Geraden des Zylinders parallel sind. Hierdurch wird erreicht, daß die Linse, welche die von dem Gitter herkommenden parallelen Strahlen in ihrer Brennebene vereinigt, fortgelassen werden kann. Denn die Zylinderfläche des Konkavgitters besorgt selbst die Strahlenvereinigung. Dies bedingt aber den Vorteil, daß die vielfach sehr störenden chromatischen und anderen Fehler der Linse vermieden werden.

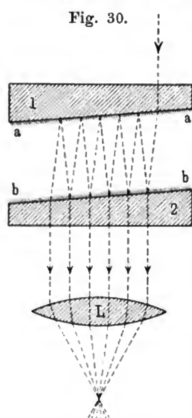
Die größten von Rowland hergestellten Gitter besitzen 110000 Striche auf einem Raum von 15 cm. Betreffs der Leistungen eines solchen Apparates vgl. § 33.

§. 28. **Interferometer von Perot und Fabry. Lummers Doppelkeil.** Während Fizeau und Michelson die an einer Luftplatte auftretenden Interferenzringe im reflektierten Licht für spektroskopische Zwecke anwandten (§§ 24 u. 25), benutzten Hamy und ferner Perot und Fabry die an einer durchsichtig versilberten Luftplatte im durchgehenden Licht auftretenden Interferenzen. Letztere besitzen, wie Boulouch theoretisch nachgewiesen hatte, keine sinusartige, sondern eine steile Intensitätsverteilung, ungefähr von der in Fig. 29 angegebenen Form. Der Grund für diese Erscheinung besteht in der Erhöhung des Reflexionskoeffizienten τ durch die Versilberung, und hiermit ist das Auftreten einer größeren Anzahl vielfach reflektierter, nahezu

gleich intensiver Strahlen bedingt. Folgendes ist im Prinzip die Konstruktion des Perot-Fabryschen Interferometers.

Zwei planparallele oder schwach keilförmige Glasstücke 1 und 2 sind in der aus Fig. 30 ersichtlichen Weise einander gegenübergestellt; die Innenflächen *a* und *b* sind durchsichtig versilbert und bilden die Begrenzungsflächen einer planparallelen Luftplatte. Das Objektiv *L* eines auf ∞ akkommodierten Fernrohres bringt das die Platte durchsetzende Licht in der Brennebene zur Interferenz. Analog wie beim Michelsonschen Interferometer (§ 13) ist die eine Glasplatte, z. B. 1, fest, die andere, 2, auf einem (in der Fig. 30 fortgelassenen) Schlitten parallel zu sich selbst beweglich, so daß man die Dicke der planparallelen Luftplatte und damit auch den Gangunterschied variieren kann. Apparate dieser Art werden von der Firma A. Jobin, Paris, geliefert.

Fig. 30.

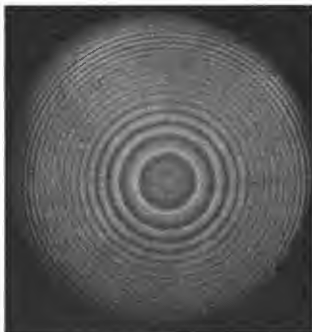


Die Interferenzringe einer versilberten Platte, welche im Gegensatz zu den an einer nichtversilberten Platte auftretenden Ringen auch bei senkrechter Inzidenz des Lichtes sehr scharf sind, werden durch Fig. 31 repräsentiert. Anstelle einer versilberten Luftplatte von Perot und Fabry (s. oben), welche dem Verfasser nicht zur Verfügung stand, wurde bei der Photographie[1]) eine planparallele Glasplatte von 3 mm Dicke benutzt; die Platte war auf beiden Flächen durchsichtig versilbert. Auch derartige versilberte Glasplatten lassen sich für spektroskopische Zwecke vielfach verwenden, obgleich man dann natürlich nicht mehr die Dicke der Platte und somit den Gangunterschied der interferierenden Strahlen variieren kann. Um diesem Übelstande zu begegnen, hat Lummer folgenden „Doppelkeil" angegeben: Zwei keilförmige, genau gleiche Glasstücke 1 und 2 (vgl. Fig. 32) sind zu einer planparallelen Glasplatte zusammengelegt; die Außen-

[1]) Fig. 31 zeigt die Interferenzringe der blauen und violetten Hg-Linien.

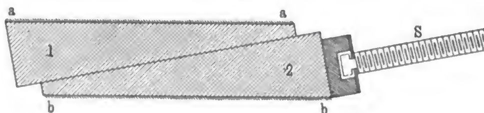
flächen *a* und *b* der Glaskeile sind durchsichtig versilbert, die Innenflächen, welche einander berühren, bilden vermittelst eines zwischen ihnen befindlichen Öltropfens optischen Kontakt. Der eine Glaskeil, etwa 1, ist fest, der andere, 2, durch eine seitliche Schraube *S* auf einer Schlittenführung von rechts nach links beweglich. Man hat mithin in dieser Anordnung eine versilberte planparallele Glasplatte von variabler Dicke vor sich.

Fig. 31.



Die spektroskopische Leistungsfähigkeit der Perot-Fabryschen versilberten Luftplatte und des Lummerschen Doppelkeils ist derjenigen des Rowlandschen Beugungsgitters überlegen, insofern das sog. Auflösungsvermögen bei letzterem Apparate kleiner ist. Wir wollen indes erst bei späterer Gelegenheit (§ 33) genauer hierauf zu sprechen kommen.

Fig. 32.



Der Unterschied zwischen beiden Typen von Apparaten ist durch den hohen Gangunterschied der interferierenden Strahlen in dem zuletzt behandelten Interferometer gegeben. Es gilt die Regel, daß, je höher dieser Gangunterschied, je größer auch das spektroskopische Trennungsvermögen. Hierauf fußend, hat Michelson versucht, den Gangunterschied der von den verschiedenen beugenden Öffnungen eines Gitters herkommenden Strahlen künstlich zu erhöhen und folgenden Apparat konstruiert.

§ 29. **Michelsons Stufengitter.** In Fig. 25 war eine Versuchsanordnung dargestellt, bei der Interferenzstreifen im Beugungsbild einer beugenden Öffnung durch zwei gleiche, parallele Spalte erzeugt wurden. Der Gangunterschied der Strahlen, die in einem beliebigen Punkt F der Brennebene einer Linse L interferieren, ist hierbei nur sehr klein. Wenn man aber, wie

Fig. 33.

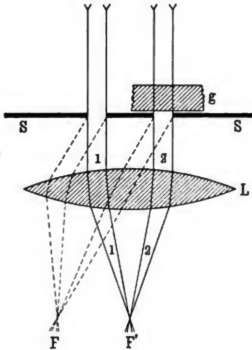
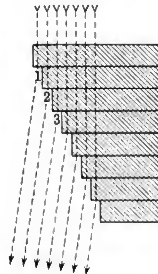


Fig. 34.



in Fig. 33, ein Stück Planparallelglas g vor der einen der beugenden Öffnungen, z. B. 2, anbringt, wird der Gangunterschied der von den Spalten 1 und 2 herkommenden Strahlen ein anderer und kann für große Werte der Dicke von g zu sehr bedeutenden Beträgen anwachsen.

Man findet für den Gangunterschied γ, senkrechte Inzidenz des Lichtes auf die planparallele Platte vorausgesetzt, die unmittelbar ableitbare Formel:

$$\gamma = d\,(n - 1);$$

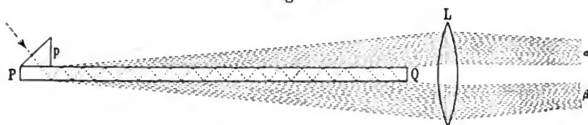
hier bedeutet d die Dicke, n den Brechungsexponent von g. Wenn sonach d nur wenige Millimeter beträgt, wird γ gleich vielen Tausenden von Wellenlängen.

Auf diesem Prinzip hat Michelson Beugungsgitter konstruiert, welche aus einer großen Zahl (20 und mehr) beugender Spalte bestehen, die mit planparallelen Glasplatten belegt sind. In seiner wirklichen Ausführung stellt dieses Michelsonsche Gitter eine aus planparallelen Platten gebildete Glasstaffel oder -treppe dar

(vgl. Fig. 34). Die beugenden Öffnungen 1, 2, 3, ..., welche in verschiedenen Ebenen liegen, sind nichts anderes als die einzelnen Treppenabsätze. Die Glasplatten sind so fest aufeinander gepreßt, daß sich keinerlei Luftzwischenräume zwischen ihnen befinden, so daß die ganze Anordnung einen festen, homogenen Glasblock bildet. Die ausführlichere Theorie dieses Stufengitters behandeln wir später (vgl. § 31) im Zusammenhange mit den übrigen Spektroskopen. — Die vollkommensten Stufengitter liefert bisher die Firma A. Hilger, London.

§ 30. **Interferenzspektroskop von Lummer und Gehrcke.** Ein Spektroskop, das eine Art Mittelding zwischen dem Interferometer von Perot und Fabry (§ 28) und dem Michelsonschen Stufengitter (§ 29) darstellt, haben Lummer und Gehrcke angegeben. Lummer, und vor ihm Boulouch wies darauf hin, daß eine sehr schräg in den Strahlengang des Lichtes gestellte, planparallele Glasplatte wegen des hohen Wertes, den der Reflexionskoeffizient dann erhält, scharfe Interferenzstreifen analog denen im Perot-Fabryschen Interferometer liefert. Indes hat eine solche, schräg in den Strahlengang eingefügte Platte den Nachteil, daß die vielfachen Strahlen, deren Interferenz die Entstehung scharfer Streifen bedingt, nur eine geringe Intensität besitzen. Denn das meiste Licht geht durch den ersten, an der Vorderfläche der Platte reflektierten Strahl nutzlos verloren und so

Fig. 35.



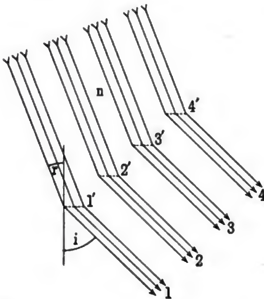
entsteht ein sehr lichtschwaches Interferenzphänomen. Diesen Übelstand der Lichtschwäche hat sodann Gehrcke beseitigt, indem er ein kleines, rechtwinkeliges Prisma auf die Platte aufklebte, durch welche das Licht nahezu ungeschwächt eintreten kann. Wie aus Fig. 35 ersichtlich ist, wird das durch die Hypotenusenfläche des kleinen Prismas p in die planparallele Platte PQ eintretende Licht im Innern mehrfach hin und her reflektiert. Bei jeder Reflexion spaltet sich ein Lichtstrahl ab, der unter

großem Austrittswinkel die Platte verläßt. Sämtliche, unter sich parallelen Strahlenbündel interferieren dann in der Brennebene eines Fernrohrobjektivs L, und zwar entsteht auf beiden Seiten der Platte ein Streifensystem, so daß bei symmetrischer Stellung von L relativ zur Platte PQ zwei zueinander symmetrische Interferenzstreifensysteme von den α und β entsprechenden Strahlenbündeln gebildet werden. — Den gleichen Effekt, den das aufgeklebte Prisma p hat, erzielt man natürlich auch, wenn man das Plattenende P schief anschleift (so: P/‾‾‾), dann erscheint das Prisma p in die Platte PQ selbst hineinverlegt.

Das Aussehen der mit dieser Anordnung erhaltenen Interferenzen zeigt z. B. Fig. 53, S. 108. — An Firmen, die derartige große planparallele Platten liefern, seien genannt: A. Hilger, London; H. Haecke, Berlin; K. Zeiss, Jena.

§ 31. **Allgemeine Theorie aller auf der Erzeugung von Interferenzstreifen beruhender Spektralapparate.** Die verschiedenen, in § 26 bis 30 behandelten Spektralapparate lassen sich nach Lummer und Gehrcke auffassen als spezielle Ausführungsformen eines allgemeinen theoretischen Falles, der durch folgendes Problem gekennzeichnet ist: Parallele, kohärente Strahlen treffen unter dem Winkel r (Fig. 36) auf eine Anzahl p gleicher, äquidistanter, paralleler Spalte $1'$, $2'$, $3'$ ... p' von der Breite l und entsenden unter einem beliebigen Winkel i die Strahlen 1, 2, 3, ... p. Der Brechungsexponent des Mediums vor den Spalten gegen das Medium hinter den Spalten sei gleich n. Die Strahlen sollen dann eine Reihe bilden, in welcher:

Fig. 36.



1. Der Gangunterschied von Spalt zu Spalt um gleichviel, und zwar zwischen homologen Punkten benachbarter Spalte um die Größe γ zunimmt;

2. die Amplituden der Strahlen 1, 2, 3 ... p die geometrische Reihe 1, τ, τ^2, ... τ^{p-1} bilden (wo $0 \leqq \tau \leqq 1$).

Wir berechnen dann die Intensität der Strahlen in dem Brennpunkt einer sie vereinigenden Sammellinse.

Den von einem Element dx eines Spaltes p' herrührenden Lichtvektor zu irgend einer Schwingungsphase Φ setzen wir (vgl. S. 37 und 47):

$$\tau^{p-1} \cdot dx \cdot \sin\left(2\pi \frac{\varrho}{\lambda} + \Phi\right),$$

wo dann ϱ den Gangunterschied gegen das erste Element des ersten Spaltes, λ die Wellenlänge bedeutet. Nach unseren obigen Voraussetzungen gilt dann: .

$$\varrho = n\, x \sin r - x \sin i + p\gamma.$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$n \sin r - \sin i = a,$$

so wird:

$$\varrho = x\, a + p\gamma.$$

Hier ist γ als Funktion von r anzusehen. — Sonach ist jetzt zu bilden:

$$S = \sum_1^p \int_0^{x_0} \tau^{p-1}\, dx \sin\left(2\pi \frac{x\,a + p\gamma}{\lambda} + \Phi\right).$$

Dies gibt:

$$S = -\sum_1^p \tau^{p-1} \frac{\lambda}{2\pi a}\left[\cos\left(2\pi \frac{x\,a + p\gamma}{\lambda} + \Phi\right)\right]_0^{x_0}$$

$$= +\sum_1^p \tau^{p-1} \frac{\lambda}{\pi a} \sin\left(\pi \frac{x_0 a + 2p\gamma}{\lambda} + \Phi\right) \sin\left(\pi \frac{x_0 a}{\lambda}\right)$$

$$= x_0 \frac{\sin\left(\pi \frac{x_0\, a}{\lambda}\right)}{\pi \frac{x_0 a}{\lambda}} \sum_1^p \tau^{p-1} \sin\left(\pi \frac{x_0 a}{\lambda} + \Phi + \frac{2\pi\gamma}{\lambda} p\right).$$

Nun gilt aber die leicht ableitbare trigonometrische Beziehung (vgl. S. 38):

$$\sum_1^p \tau^{p-1} \cos(\alpha + \beta p) = A \sin\alpha + B \cos\alpha,$$



wo:

$$A = \frac{\tau \sin\beta - \tau^p \sin p\beta + \tau^{p+1} \sin (p-1)\beta}{1 - 2\tau \cos\beta + \tau^2}$$

$$B = \frac{1 - \tau \cos\beta - \tau^p \cos p\beta + \tau^{p+1} \cos (p-1)\beta}{1 - 2\tau \cos\beta + \tau^2}.$$

Setzen wir also:

$$\pi \frac{x_1 a}{\lambda} - \Phi = \alpha - \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{2\pi\gamma}{\lambda} = \beta,$$

so wird unser Ausdruck:

$$S = x_1 \frac{\sin\left(\pi \frac{x_1 a}{\lambda}\right)}{\pi \frac{x_1 a}{\lambda}} (A \sin\alpha + B \cos\alpha),$$

so daß die gesuchte Intensität folgt (vgl. S. 38):

$$J = x_1^2 \left[\frac{\sin\left(\pi \frac{x_1 a}{\lambda}\right)}{\pi \frac{x_1 a}{\lambda}}\right]^2 [A^2 + B^2].$$

Dies gibt nach einigen Umformungen und unter Fortlassung des bedeutungslosen Proportionalitätsfaktors x_1^2:

$$27) \quad . \quad J = \left[\frac{\sin\left(\pi \frac{x_1 a}{\lambda}\right)}{\pi \frac{x_1 a}{\lambda}}\right]^2 \frac{(1 - \tau^p)^2 + 4\tau^p \sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda} p\right)}{(1 - \tau)^2 + 4\tau \sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)}.$$

a) Gitter.

Für ein gewöhnliches ebenes Gitter ist die Intensität der von den einzelnen Spalten herkommenden Strahlenbündel die gleiche, sonach die Größe $\tau = 1$ zu setzen. Dadurch vereinfacht sich obiger Ausdruck 3. in die Formel:

$$28) \quad . \quad . \quad . \quad J = \left[\frac{\sin\left(\pi \frac{x_0 a}{\lambda}\right)}{\pi \frac{x_0 a}{\lambda}}\right]^2 \left[\frac{\sin\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda} p\right)}{\sin\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)}\right]^2.$$

Auch beim Stufengitter ist es erlaubt, die Größe $\tau = 1$ zu setzen, so lange man von der Absorption des Lichtes im Glase absehen darf. Der erste Faktor auf der rechten Seite von Gleichung 28) ist sehr ähnlich dem auf S. 47 abgeleiteten Ausdruck 26) für die Intensitätsverteilung der an einer Öffnung gebeugten Strahlen. In der Tat ist für $p = 1$ der zweite Faktor $= 1$, so daß dann Gleichung 28) die Form erhält:

$$29) \quad \ldots \ldots \quad J = \left(\frac{\sin \pi \frac{x_0 a}{\lambda}}{\pi \frac{x_0 a}{\lambda}} \right)^2.$$

Abgesehen von bedeutungslosen Proportionalitätsfaktoren ist dieser Ausdruck 29) identisch mit 26), wenn man $r = 0$ setzt. Die Gleichung 29), d. h. der erste Faktor von 28), stellt somit die Intensitätsverteilung an einer beugenden Öffnung dar. Der zweite, von p abhängige Faktor bezeichnet die Interferenzstreifen, welche durch das Vorhandensein mehrerer Öffnungen erzeugt werden. Dieser ist es vor allem, welcher uns hier interessiert. Wir haben zwei praktisch wichtige Fälle zu unterscheiden:

1. γ, der Gangunterschied, ist nur klein und von der Ordnung der Wellenlänge λ. Dann haben wir den Fall eines gewöhnlichen Beugungsgitters nach Fraunhofer.

2. γ ist groß und beträgt eine große Anzahl von Wellenlängen, z. B. 1000 λ und mehr. Dann haben wir den Fall des Michelsonschen Stufengitters. In beiden Fällen ist nun, wie man sieht, die Art der Intensitätsverteilung für denselben Wert von p die gleiche. Zwar ändert sich der Ort der Interferenzstreifen, die Schärfe der Streifen aber ist dieselbe. Denn der zweite Klammerausdruck in 28) durchläuft ja zwischen zwei Interferenzmaximis genau die gleichen Werte.

Wohl aber hängt die Schärfe des Intensitätsabfalles beträchtlich ab von der Größe p. Durch Figg. 37, 38, 39, 40 (a. f. S.) ist für die Werte $p = 2, 3, 4, 5$ der Betrag des zweiten Faktors in Gleichung 28) graphisch dargestellt. Wie man sieht, durchläuft dieser um so rascher sich verändernde Wert, je größer p. In Fig. 41 (S. 67) stellt (in verkleinertem Maßstab der Ordinaten gegen die der Fig. 37 bis 40) die durchgezogene Linie ebenfalls die Veränderlichkeit des zweiten Faktors dar, und zwar für 15 beugende

Öffnungen. Hieraus erhellt, wie wichtig es für die Schärfe des Streifen ist, die Anzahl der Beugungsspalte oder Gitterstriche recht groß zu machen.

Fig. 37.

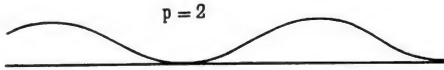


Fig. 38.

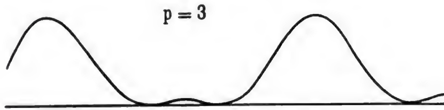


Fig. 39.

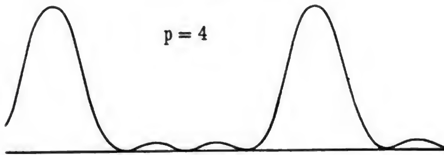
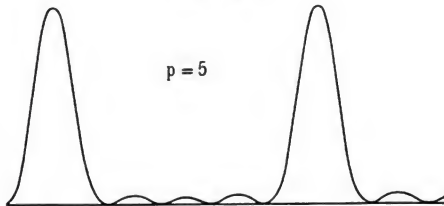


Fig. 40.

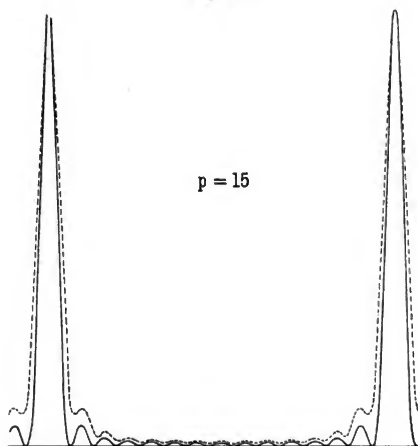


b) Planparallele Platte.

Bei den Spektralapparaten, welche in ihrer Wirkung auf eine planparallele Platte hinauslaufen (Interferometer von **Perot** und

Fabry, Interferenzspektroskop von Lummer und Gehrcke), treten die einzelnen, vielfachen Strahlen nicht durch Begrenzungen irgend welcher beugender Öffnungen hindurch. Es gelten hier

Fig. 41.



somit streng die Regeln der geometrischen Optik, insbesondere darf die Größe *a* auf S. 63, also

$$n \cdot \sin r - \sin i$$

$= 0$ gesetzt werden; denn dieser Ansatz enthält ja nichts anderes, als das Brechungsgesetz. Hieraus ergibt sich der erste Faktor von Gleichung 27) $= 1$ und somit folgt die einfachere Gleichung:

$$30) \quad . \; . \; . \quad J = \frac{(1 - \tau^p)^2 + 4\,\tau^p \cdot \sin^2\left(\pi\,\frac{\gamma}{\lambda} \cdot p\right)}{(1 - \tau)^2 + 4\,\tau \sin^2\left(\pi\,\frac{\gamma}{\lambda}\right)}.$$

Diese Gleichung ist mit der Form 20) auf S. 39 identisch, wenn wir von Proportionalitätsfaktoren absehen.

Wenn die Größe τ, welche hier die Bedeutung des Reflexionskoeffizienten hat, so nahe an den Grenzwert 1 herankommt, daß man praktisch $\tau = 1$ setzen darf, so nimmt 30) die Form an:

$$31) \ldots\ldots \quad J = \frac{\sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda} p\right)}{\sin^2\left(\pi \frac{\gamma}{\lambda}\right)},$$

wird also mit dem zweiten Faktor von Gleichung 28) identisch. Es stellen also dann die Fig. 37 bis 40 direkt die Intensitätsverteilungen für bzw. 2, 3, 4, 5, 15 vielfach reflektierte Strahlen an einer planparallelen Platte dar.

Nun ist indes in Wirklichkeit an einer planparallelen Platte τ niemals genau $= 1$. Wäre dies der Fall, so würde ja überhaupt kein Licht aus der Platte austreten. Um ein Bild davon zu geben, welchen Einfluß die Größe τ auf die Intensitätsverteilung 30) hat, ist in Fig. 41 durch die punktierte Linie ein praktisch vorkommender Fall, nämlich für $\tau = 0{,}883$ dargestellt. Diesem Wert von τ entspricht an einer planparallelen Glasplatte ein Austrittswinkel $i = 88^0$ (vgl. § 18). Um miteinander vergleichbare Kurven zu haben, ist der Maßstab so gewählt, daß die Hauptmaxima auf gleiche Höhe kommen. Wie man sieht, bewirkt das Abweichen der Größe τ von dem Grenzwerte 1 eine geringe Verbreiterung der Hauptmaxima und eine stärkere Ausbildung der verwaschener gewordenen kleinen Nebenmaxima.

Für den Fall $\tau^p = 0$ gelangen wir zu der einfacheren Form 21) auf S. 39, die wir bereits früher diskutiert haben.

Fassen wir die Resultate dieser Betrachtungen nochmals kurz zusammen, so ergab sich, daß bei allen Spektralapparaten, die sich der Interferenzen bedienen, die Anzahl p der vielfachen Strahlen für die Schärfe der Interferenzstreifen maßgebend ist. Dabei ist es völlig gleichgültig, ob die Vielfachen von beugenden Spalten oder aber von wiederholten Reflexionen im Innern einer planparallelen Platte herstammen. Für die Intensitätsverteilung der Streifen an Beugungsgittern ist charakteristisch einmal der Beugungsfaktor 29) und dann der Umstand, daß die Größe τ streng $= 1$ gesetzt werden darf. Die Intensitätsverteilung der Streifen an planparallelen Platten dagegen enthält den Beugungs-

faktor 29) nicht, und es hat hier τ niemals streng, sondern höchstens angenähert den Grenzwert 1.

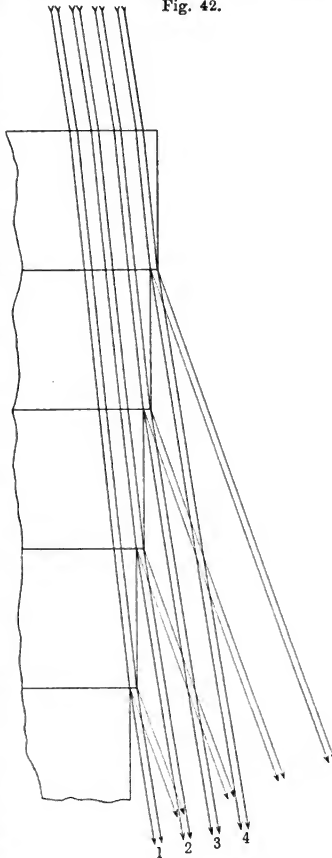


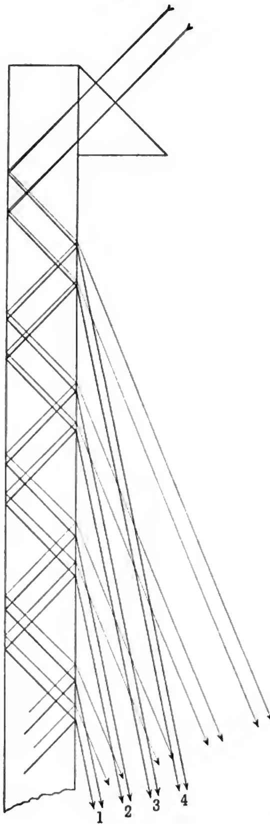
Fig. 42.

§ 32. **Abhängigkeit der Intensitätsverteilung der Interferenzen von der Breite des Kollimatorspaltes.** Zwischen den Interferenzstreifen an Gittern und an planparallelen Platten besteht noch ein wichtiger Unterschied von prinzipieller Bedeutung. Um dies klar zu machen, möge in Fig. 41 und 42 nochmals je ein Repräsentant eines Gitters und einer planparallelen Platte vor Augen geführt werden.

Bei dem in Fig. 42 dargestellten Stufengitter fällt paralleles Licht einer einzigen Richtung, das von dem sehr engen Spalt eines Kollimators herkommend zu denken ist, auf die einzelnen beugenden Öffnungen auf. Die die Anordnung regulär nach den Regeln der geometrischen Optik durchsetzenden Strahlen mögen durch 1, 2, 3, 4 dargestellt sein. Würde keine Beugung des

Lichtes stattfinden, so würde in der Brennebene eines die Strahlen 1 2 3 4 vereinigenden Fernrohres überhaupt keine ausgedehnte Interferenzerscheinung zustande kommen, das Licht würde vielmehr durch einen einzigen Punkt gehen und dort eine gewisse Helligkeit erzeugen. Erst infolge der Beugung an den Treppenstufen kommen Strahlen verschiedener Neigung zustande, und diese ergeben dann ein ausgedehntes Interferenzphänomen.

Fig. 43.



Anders liegen die Verhältnisse bei dem in Fig. 43 skizzierten Interferenzspektroskop. Hier spielt die Beugung des Lichtes eine untergeordnete Rolle, insbesondere aber ist die Beugungswirkung an den Austrittsstellen der regulär fortgepflanzten Strahlen 1, 2, 3, 4 aus der planparallelen Platte vollkommen = 0. Um hier ein ausgedehntes Interferenzphänomen zu erhalten, muß man von vornherein mehrere ebene Wellen verschiedener Neigungen in die planparallele Platte einfallen lassen.

Beim Stufengitter — und überhaupt bei jedem Beugungsgitter — entsteht also ein ausgedehntes Interferenzphänomen, auch wenn nur eine einzige ebene Welle einer Richtung auf das Gitter auffällt, bei den planparallelen

Platten ist dies nur dann der Fall, wenn von vornherein ein ganzes Bündel von ebenen Wellen der verschiedensten Richtungen vorhanden ist.

Hieraus folgt, daß bei den Gittern ein möglichst enger Kollimatorspalt angewendet werden muß. Denn hier erzeugt ja jede ebene Welle von bestimmter Richtung ihr vollständiges Interferenzstreifensystem. Bei breitem Kollimatorspalt lagern sich die den verschiedenen Richtungen entsprechenden Intensitätsverteilungen neben- und übereinander, es entsteht ein verwaschenes Streifensystem. Man kann diese Eigentümlichkeit natürlich auch aus der Formel 28) für die Intensitätsverteilung ablesen. — Ganz im Gegensatz zu den Gittern tritt bei der planparallelen Platte keine Verwaschung des Streifensystems ein, auch wenn der Kollimatorspalt eine noch so große Breite einnimmt. Auch die Beugung des Lichtes beim Eintritt in das kleine Prisma ist praktisch bedeutungslos, wie von M. Laue gezeigt wurde.

§ 33. **Auflösungsvermögen und Dispersionsgebiet.** Zur Beurteilung der praktischen Leistungsfähigkeit eines Spektralapparates führen wir folgende zwei Begriffe ein: Das Auflösungsvermögen oder die Auflösungskraft und das Dispersionsgebiet.

Das Auflösungsvermögen eines gegebenen Spektralapparates hängt ab von der Größe der kleinsten, mit dem Apparat noch eben trennbaren Wellenlängendifferenz $\delta\lambda$. Je kleiner $\delta\lambda$, um so größer das Auflösungsvermögen. Wir definieren als Maß des Auflösungsvermögens (bezogen auf die Wellenlänge λ) die Größe $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$. — „Ein Spektralapparat hat das Auflösungsvermögen 100000 für D-Licht“, bedeutet hiernach, daß für ihn

$$\frac{\lambda_D}{\delta\lambda} = 100000.$$

Da die beiden D-Linien sich um $^1/_{1000}$ der Wellenlänge voneinander unterscheiden, so vermag also ein Apparat von der Auflösungskraft 100000 gerade noch zwei Wellen, deren Abstand gleich $^1/_{100}$ des Abstandes der D-Linien ist, zu trennen.

Das Dispersionsgebiet bezeichnet den Umfang des größten Wellenlängenbezirks, der mit dem Apparat analysiert werden

kann. Wir wollen diesen Wellenlängenbezirk mit $\varDelta\lambda$ bezeichnen. Es ist leicht einzusehen, daß

$$32) \quad \ldots\ldots\ldots \quad \varDelta\lambda = \frac{\lambda}{q}$$

ist, wenn q den Gangunterschied der interferierenden Strahlen, gemessen in Wellenlängen, bedeutet; man nennt q wohl auch die „Ordnungszahl“ des Spektrums oder der Interferenzstreifen. Denn wie in § 14, S. 25 ff., dargelegt wurde, ergibt ein beliebiger Wellenlängenbezirk $\varDelta\lambda$ nur bis zu Gangunterschieden von $\frac{\lambda}{\varDelta\lambda}$ Wellenlängen gut sichtbare Interferenzen; darüber hinaus fallen die Maxima und Minima der verschiedenen Wellen aufeinander und verundeutlichen das Interferenzphänomen, bzw. bringen es zum Verschwinden. Bezeichnet also q diesen größten Gangunterschied, bei dem noch gut sichtbare Interferenzen des Bezirks $\varDelta\lambda$ möglich sind, so ist

$$33) \quad \ldots\ldots\ldots \quad q = \frac{\lambda}{\varDelta\lambda}.$$

Eine planparallele Glasplatte vom Brechungsexponenten $n = 1{,}5$ und der Dicke $d = 0{,}5$ cm erzeugt z. B., wie sich aus Formel 12) (S. 23) unschwer ergibt, bei senkrechter Inzidenz des Lichtes Interferenzen vom Gangunterschied 30000 Wellenlängen einer grünen Welle $\lambda = 0{,}5\,\mu$. Somit darf für einen solchen Apparat $\varDelta\lambda$ höchstens $= \frac{\lambda}{30\,000}$ sein, d. h. es darf der zur Untersuchung gelangende Spektralbereich im Maximum etwa $^1/_{30}$ des Abstandes der D-Linien betragen. Eine Spektrallinie von dieser Breite würde also bereits die Interferenzstreifen zum Verschwinden bringen.

In folgenden beiden Tabellen sind für einige spezielle Fälle von Instrumenten, wie sie mit den Mitteln der heutigen Technik unschwer herzustellen sind, Angaben über die Größenverhältnisse und die erreichbaren Leistungen einiger Stufengitter und Interferenzspektroskope gemacht. d bedeutet hierbei die Dicke der zur Verwendung gelangenden, planparallelen Platten; l bedeutet beim Stufengitter die Gesamtglasdicke aller Stufen, beim Interferenzspektroskope die Gesamtlänge der planparallelen Platte. Die übrigen Buchstaben haben den früher angegebenen Sinn.

Stufengitter (Michelson):

d (mm)	3	5	10	20
p	21	21	21	21
$q = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$	3 000	5 000	10 000	20 000
l (mm) $= p \cdot d$ . . .	63	105	210	420
$p \cdot q = \frac{\lambda}{\delta \lambda}$	63 000	105 000	210 000	420 000

Interferenzspektroskop (Lummer u. Gehrcke):

d (mm)	3	5	10	20
p	24	15	11	8
$q = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$	12 000	20 000	40 000	80 000
l (mm) $= 2\, d\, p\, tg\, r$.	129	134	197	366
$p \cdot q = \frac{\lambda}{\delta \lambda}$	288 000	300 000	440 000	640 000

Ein Rowlandsches Gitter mit 50 000 Strichen besitzt im Spektrum zweiter Ordnung eine Auflösungskraft $\frac{\lambda}{\delta \lambda} = 100\,000$. Während also die Interferenzapparate, wie man sieht, das Auflösungsvermögen der Rowlandschen Gitter eigentlich nur unbedeutend übertreffen, ist ihr Dispersionsgebiet ein beträchtlich kleineres. Man könnte sich bei dieser Sachlage fragen, worin denn überhaupt der große Vorteil dieser neueren Instrumente vor den Rowlandschen Gittern liegt. Die Antwort hierauf lautet, daß er nicht zum wenigsten auch durch praktische Rücksichten bestimmt ist. Um ein großes Auflösungsvermögen bei Rowlandschen Gittern auch wirklich herzustellen, ist ein bedeutender Aufwand an äußeren Mitteln, wie erschütterungsfreie Aufstellung, weite Räume von gleichmäßiger Temperatur u. dgl. erforderlich. Wir wollen hier auf diese, die Technik der Gitter betreffenden Dinge nicht näher eingehen. Die neueren Apparate, welche sich der planparallelen Platten bedienen, erfordern demgegenüber keine besonderen experimentellen Hilfsmittel und sind handliche Instrumente. Diese eigentlich sehr äußerlichen Vorteile sind für die Praxis so bedeutend, daß man den Nachteil des geringen Dispersionsgebietes, wo dies angeht, gern mit in Kauf nimmt, um so

mehr, als man an Hand einer in § 34 zu beschreibenden Erscheinung ein Mittel besitzt, das Dispersionsgebiet zu erhöhen.

Bei der Aufstellung obiger Zahlen für das Auflösungsvermögen war $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = p \cdot q$ gesetzt worden. Dieser Ansatz bedarf noch einer näheren Begründung. Aus den Betrachtungen des § 14 folgt, daß zwei Wellen λ' und λ'' nach einem Gangunterschied von $\frac{1}{\delta\lambda''}$ Wellenlängen zum erstenmal in Konsonanz sind, wenn wir die Differenz $\lambda' - \lambda''$ mit $\delta\lambda''$ bezeichnen. Eine andere Welle λ''', welche sich von λ' um $\delta\lambda''' = \frac{1}{2}\,\delta\lambda''$ unterscheidet, würde bei der Wegdifferenz $\frac{\lambda'}{\delta\lambda''}$ in Dissonanz sein. Nun ist aus den Fig. 36 bis 40 ersichtlich, in welcher Weise die Schärfe der Interferenzstreifen mit der Anzahl p der vielfachen Strahlen sich ändert; es beträgt nämlich die „Breite" des Hauptmaximums, d. h. die zwischen zwei, ein Hauptmaximum einschließenden Minimis liegende Strecke, $\frac{2}{p}$ des Abstandes zweier Hauptmaxima. Dieser Satz läßt sich auch ohne weiteres aus der Formel für die Intensitätsverteilung ableiten. — Somit folgt, daß die von irgend zwei Wellen λ' und λ gebildeten Hauptmaxima sich höchstens zur Hälfte überlagern dürfen, wenn sie noch durch Verdoppelung von Interferenzstreifen als zwei getrennte Wellen kenntlich sein sollen. Die geringste zulässige Entfernung der von den Wellen λ' und λ gebildeten Interferenzstreifen beträgt sonach $1/2$ von $\frac{2}{p}$, d. h. $\frac{1}{p}$ des Abstandes zweier Hauptmaxima. Dem entspricht nun nach dem obigen eine Wellenlängendifferenz $\delta\lambda = \frac{1}{p} \cdot \delta\lambda''$. Hieraus folgt das Verhältnis der kleinsten, mit dem Interferenzsystem trennbaren Wellenlängendifferenz, zur Wellenlänge, d. h. die Größe

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{p} \cdot \frac{\delta\lambda''}{\lambda}.$$

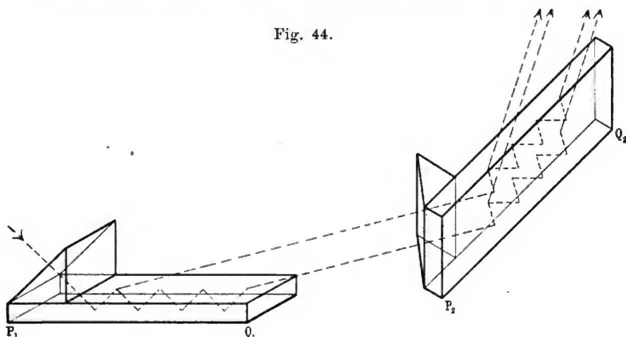
Nun ist aber nach dem früheren $\frac{\delta\lambda''}{\lambda}$ nichts anderes als das Reziproke der Ordnungszahl q der Interferenzen, und es ergibt sich somit das Auflösungsvermögen:

34) . . . . $$\frac{\lambda}{\delta \lambda} = p \cdot q.$$

Diese Formel gilt wieder allgemein für alle Arten von Interferenzapparaten, auch für die Gitter. Sie enthält indes die stillschweigende Voraussetzung, daß alle p interferierenden Strahlen die gleiche Intensität besitzen.

§ 34. **Interferenzpunkte.** Wie in § 33 dargelegt wurde, ist das Dispersionsgebiet $\Delta \lambda$ der neueren Spektralapparate unverhältnismäßig klein im Vergleich zu demjenigen der Beugungs-

Fig. 44.



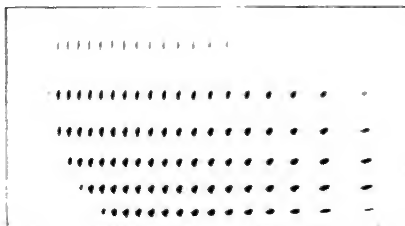
gitter, wo Interferenzen geringen Gangunterschiedes, d. h. Spektren niederer Ordnungszahl, entstehen. Man kann nun diesen Übelstand verringern, wenn man zwei Interferenzsysteme sich schneiden läßt. Wir wollen zunächst das dann auftretende Phänomen der Interferenzpunkte näher betrachten. Dies entsteht z. B. in folgender Versuchsanordnung: Homogenes Licht (z. B. Licht aus einer Quecksilberlampe, § 14) durchsetzt eine planparallele Glasplatte $P_1 Q_1$ (Fig. 44) in der von Lummer und Gehrcke angegebenen Weise (vgl. § 30). Dann würde man bei Vereinigung der austretenden, vielfach reflektierten Strahlen in einem auf ∞ eingestellten Fernrohr Interferenzstreifen gleicher Neigung erhalten. Jetzt möge aber in den Strahlengang des von $P_1 Q_1$ herkommenden Lichtes eine zweite Platte $P_2 Q_2$ eingeschaltet sein,

welche sich gegen das von $P_1 Q_1$ herkommende Licht verhält wie $P_1 Q_1$ zu dem direkt von der Lampe ausgesandten Lichte. Wenn also die Ebene von $P_2 Q_2$ mit derjenigen von $P_1 Q_1$ einen Winkel von 90° einschließt, so entstehen in einem auf x eingestellten Fernrohr, das die von $P_2 Q_2$ herkommenden Strahlen vereinigt, Interferenzstreifen, die um 90° gegen das von $P_1 Q_1$ erzeugte Streifensystem gedreht sind.

Durch die Hintereinanderschaltung beider Platten wird erreicht, daß die Streifensysteme, welche von jeder Platte allein erzeugt werden würden, sich überlagern. Wo die Streifen von $P_2 Q_2$ ein Minimum der Intensität besitzen, wird in der resultierenden Erscheinung alles Licht, das von $P_1 Q_1$ hindurchgelassen wird, vernichtet. Andererseits werden die Intensitätsmaxima, welche $P_2 Q_2$ erzeugt, an denjenigen Stellen von dunkeln Streifen durchzogen, wo die Interferenzen von $P_1 Q_1$ ein Minimum besitzen. Mit anderen Worten: in der resultierenden Erscheinung bleibt nur dort Licht übrig, wo sich die Maxima der Interferenzstreifen beider Systeme schneiden, es entstehen „Interferenzpunkte".

In Fig. 45 ist die Erscheinung photographiert. Die Platten $P_1 Q_1$ und $P_2 Q_2$ waren bei diesem Versuch 3 und 5 mm dick.

Fig. 45.



Als Lichtquelle diente eine Zinkamalgamlampe; durch spektrale Zerlegung war die grüne Zinklinie 481 $\mu\mu$ ausgewählt. Die „Linie" ist, wie man sieht, nicht ganz homogen, sondern besitzt eine gewisse Breite, die sich durch schief liegende „Striche" statt der runden Punkte, die von einer absolut homogenen Welle erzeugt werden würden, kundgibt.

Die vorstehend beschriebenen Interferenzpunkte, die an „gekreuzten“ planparallelen Platten, Stufengittern usw. entstehen, sind nun geeignet, das Dispersionsgebiet $\Delta \lambda$ eines gegebenen Spektralapparates zu erhöhen. Denn wenn man die Interferenzstreifen 1 hohen Gangunterschiedes mit einem zweiten System von Interferenzen 2 niederen Gangunterschiedes kreuzt, so vereinigt das resultierende Punktsystem in sich die Vorteile des großen Auflösungsvermögens der Streifen 1 mit dem großen Dispersionsgebiet der Streifen 2.

Die Methode der Kreuzung zweier Interferenzstreifensysteme oder, wie man auch sagen kann, der gekreuzten Spektra, ist auf alle Arten von Spektralapparaten, selbst auf Prismenapparate, anwendbar.

§ 35. **„Falsche“ Spektrallinien und ihre Erkennung mit Hilfe der Interferenzpunkte.** Die bisherigen Betrachtungen gingen von der Annahme aus, daß die mathematischen Voraussetzungen, welche wir über den Bau der einzelnen Spektralapparate zugrunde legten, auch bei der wirklichen Ausführung der Instrumente ideal erfüllt sind. Nun kann naturgemäß jede technische Ausführung eines geometrischen Vorbildes nur bis zu gewisser Annäherung das Ideal wiedergeben. Die Annäherung kann unter Umständen sehr weit gehen, sie kann soweit reichen, daß die Abweichungen vom Ideal für unsere feinsten Instrumente nicht mehr nachweisbar sind. Ein derartiger Apparat wäre als vollkommen im physikalischen Sinne anzusehen.

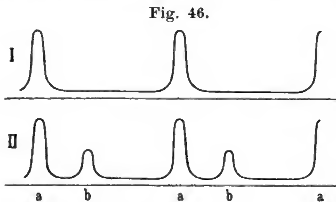
Unsere Spektralapparate sind leider von dieser Vollkommenheit noch entfernt. In der Tat stellen wir hohe Anforderungen an die Technik, welche uns brauchbare Apparate liefern soll. Man bedenke z. B., daß eine planparallele Glasplatte, die an einer bestimmten Stelle um $\frac{\lambda}{4}$ (d. h. etwa 0,000 1 mm) dicker ist als an den übrigen ihrer Teile, daselbst ein Interferenzstreifensystem erzeugen muß, das um eine halbe Streifenbreite gegen das an der betreffenden Stelle befindliche verschoben ist. Die für spektralanalytische Zwecke brauchbaren planparallelen Platten müssen also sehr sorgfältig geschliffen sein. Ebenso, wenn nicht noch höher, sind die Anforderungen, welche an ein gutes Beugungsgitter gestellt werden müssen. Es hat in der Tat des größten

Geschicks und der intensivsten Arbeit bedurft, um so gute Beugungsgitter wie wir sie heute haben, zu fabrizieren.

Die trotzdem noch vorhandenen, in ihrer speziellen Wirkung oft schwer zu übersehenden Fehler der Spektralapparate äußern sich darin, daß die praktisch auftretende Intensitätsverteilung von der theoretisch berechneten mehr oder weniger abweicht. Besonders häufig kommt es vor, daß neben den Hauptmaximis der Interferenzstreifen die kleineren, sekundären oder Nebenmaxima (vgl. Fig. 38 bis 41) zu stark hervortreten. Hierdurch kann die Täuschung entstehen, daß neben einer Spektrallinie, welche die Hauptmaxima erzeugt, noch eine zweite oder dritte erscheint, die man für verschiedene Wellenlängen hält, während in Wirklichkeit alle drei von ein und derselben Wellenlänge abstammen. Derartige „falsche Linien“ oder „Geister“ (ghosts, fausses images) pflegen bei genügender Lichtstärke in fast allen Spektralapparaten aufzutreten. Ihre Trennung von den echten Spektrallinien ist mit Hilfe der im vorigen Paragraph beschriebenen Interferenzpunkte in einwandfreier, direkter Weise möglich.

Gehen wir von der einfachen Annahme zweier gekreuzter, planparalleler Glasplatten aus und nehmen wir an, die Platte 1 sei vollkommen, die Platte 2 aber nicht. Es möge durch Fig. 46 in Nr. I die Intensitätsverteilung der Platte 1, in Nr. II diejenige der Platte 2 dargestellt sein. Dann hat also 2 neben den Hauptmaximis a, welche eine echte Spektrallinie repräsentieren, noch einen lichtschwächeren „Geist“ b, den man für eine andere lichtschwächere Welle halten würde, wenn man nicht wüßte, daß b eben eine „falsche Linie“ repräsentierte. Wie sieht dann das Punktsystem aus, das beide Platten, miteinander kombiniert, erzeugen? Man gibt sich hiervon Rechenschaft, wenn man die Schnitte betrachtet, welche von den sich rechtwinkelig durchschneidenden Intensitätsverteilungen I und II gebildet werden. In Fig. 47 mögen schematisch die von der Platte 1 erzeugten regulären Maxima der Interferenzstreifen durch 1, die von Platte 2

Fig. 46.



gebildeten Hauptmaxima mit *a*, die Nebenmaxima (oder falschen Streifen) mit *b* bezeichnet werden. Nur wo sich Interferenzmaxima schneiden, bleibt in dem resultierenden Phänomen Helligkeit übrig. Demnach entsteht ein Punktsystem, bestehend aus lichtstarken, durch kleine schwarze Kreise bezeichneten Hauptpunkten, und ein zweites Punktsystem, bestehend aus lichtschwächeren, durch kleine Quadrate dargestellten Nebenpunkten. Letztere würden fehlen, wenn eben die Platte 2 nicht die falsche Linie *b* erzeugte.

Jetzt wollen wir annehmen, beide Platten 1 und 2 seien vollkommen, aber es sei nicht eine einzige Welle, sondern z w e i

Fig. 47.

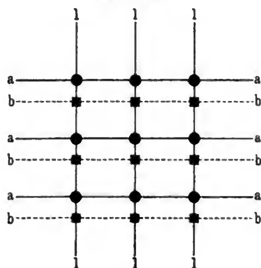
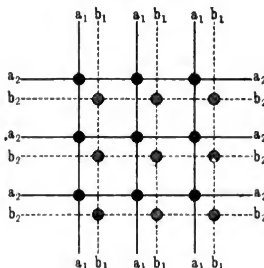


Fig. 48.



Wellen vorhanden: eine lichtstarke Welle λ und eine schwächere λ'. Ist dann der Gangunterschied der interferierenden Strahlen genügend groß, so wird ein Doppelsystem von Interferenzstreifen zustande kommen, und infolgedessen durch Kreuzung beider Platten auch ein doppeltes Punktsystem. Es möge jetzt *a* die von der Welle λ gebildete Verteilung, *b* die der Welle λ' bedeuten; λ' soll also gerade da liegen, wo vorher die falsche Linie an Platte 2 auftrat. Die Verteilung II in Fig. 46 kommt mithin jetzt beiden Platten 1 und 2 zu, vorausgesetzt, daß beide die gleiche Dicke haben. Es schneidet sich nun (vgl. Fig. 48) ein vertikales Streifensystem a_1 und b_1 mit einem horizontalen, genau gleichen a_2 und b_2, aber es interferieren nur die von derselben Wellenlänge erzeugten Streifen miteinander. Hieraus folgt, daß wieder ein lichtstarkes und ein lichtschwaches Punktsystem entsteht, doch mit dem Unterschied

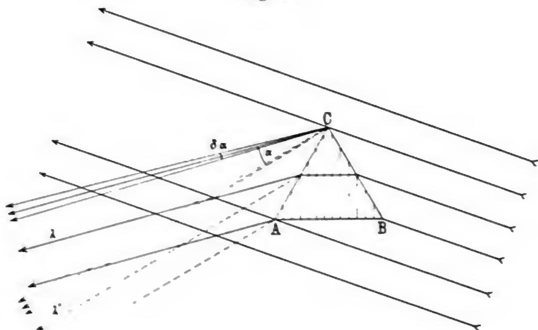
gegen früher, daß das schwache, durch schraffierte Scheibchen bezeichnete System von λ' diagonal gegen dasjenige von λ verschoben ist.

Unsere, für zwei gleich dicke Platten abgeleiteten Folgerungen lassen sich, wie hier nicht weiter ausgeführt werden mag, verallgemeinern und man kommt zu dem Satz:

„Falsche Linien erzeugen Interferenzpunkte längs der ursprünglichen Hauptstreifen, echte Linien außerhalb derselben". Die Interferenzpunkte geben somit ein Kriterium ab für Unterscheidung wahrer und falscher Linien.

§ 36. **Auflösungsvermögen des Prismas.** Wie aus den im § 33 gemachten Ausführungen hervorgeht, ist das Auflösungsvermögen eines Interferenzstreifensystems begrenzt durch den

Fig. 49.



Umstand, daß jeder einer homogenen Welle λ angehörige Interferenzstreifen eine gewisse endliche Breite hat. Auch beim Prisma, welches wir bei unseren bisherigen Betrachtungen ausgeschlossen haben, auf das wir aber wegen seiner großen praktischen Wichtigkeit einen kurzen Blick werfen wollen, wird die Auflösungskraft dadurch beschränkt, daß es nicht möglich ist, eine homogene Welle in eine unendlich feine Lichtlinie zu konzentrieren. Denn denken wir uns etwa, wie in Fig. 49, daß ein vollkommen par-

alleler Strahlenzylinder einer homogenen Welle λ auf das Prisma ABC auffällt, so bleibt die Parallelität der das Prisma durchsetzenden, abgelenkten Strahlen nicht erhalten. Vielmehr tritt wegen der Beugung des Lichtes eine Streuung ein und es wird in der Brennebene einer Linse, welche die Strahlen vereinigt, die Beugungsfigur (vgl. Fig. 25) einer spaltförmigen Öffnung entstehen, wenn wir die Kanten des Prismas als genügend lang voraussetzen.

Praktisch in Betracht kommt wegen seiner überwiegenden Lichtstärke hier nur der mittelste Interferenzstreifen, welcher von dem ersten Minimum auf jeder Seite begrenzt wird; die übrigen Streifen höherer Ordnung können wir vernachlässigen. Bezeichnen wir den Winkelraum dieses neutralen Streifens mit $\delta\alpha$, so ist ersichtlich, daß zwei Farben λ und λ', deren Zentralstreifen um weniger als eben diese Streifenbreite $\delta\alpha$ dispergiert werden, nicht als zwei getrennte, sondern als ein verbreiterter Streifen erscheinen werden. Bezeichnen wir also den Dispersionswinkel zwischen λ und λ' (vgl. Fig. 49) mit α, so muß $\alpha > \delta\alpha$ sein, wenn das Prisma die beiden Wellen λ und λ' in zwei getrennte Streifen, zwei „Spektrallinien", zerlegen soll.

Die Größe des Dispersionswinkels α hängt ab von der Natur der Prismensubstanz und von der Wellenlänge. Sind mehrere einander gleiche Prismen hintereinander gestellt, so ist α direkt der Anzahl der Prismen proportional. Die Größe des Streuungswinkels $\delta\alpha$ dagegen ist gegeben durch die Größe der beugenden Öffnung, d. h. durch die Größe des Prismas. Eine genauere Berechnung des Auflösungsvermögens, auf welche wir hier nicht eingehen wollen, hat Lord Rayleigh gegeben.

Als Resultat ergibt sich nach Lord Rayleigh für die Größe des Auflösungsvermögens

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{1}{c} \cdot \frac{dn}{d\lambda},$$

wenn c die Basisdicke AB des Prismas, dn die durch die Änderung $d\lambda$ der Wellenlänge erzielte Änderung des Brechungsindex bedeutet. Es läßt sich hieraus berechnen, daß für Flintglas ein Prisma von mindestens 1 cm Basisdicke erforderlich ist, um die D-Linien zu trennen. Um $^1/_{200}$ des Abstandes der D-Linien zu trennen, wie wir dies z. B. mit einem Stufengitter oder Inter-

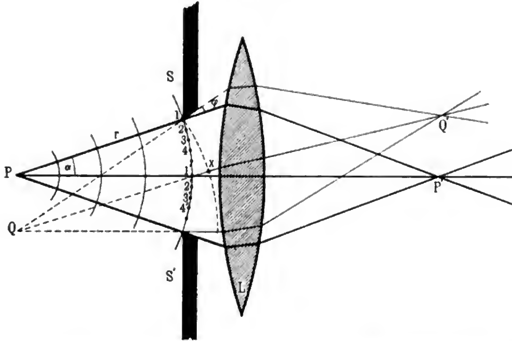
ferenzspektroskop (vgl. die Tabellen auf S. 73) ausführen können, wäre somit ein Prisma von 200 cm = 2 m Basisdicke erforderlich. Das gleiche Ziel könnte man mit 200 Prismen von 1 cm Dicke oder auch mit 20 Prismen von 10 cm Basisdicke erreichen. Aber derartige Apparate würden einigermaßen schwierig in ihrer Handhabung sein und man hat sie bisher nicht ausgeführt. Vorausgesetzt ist bei diesen Betrachtungen wie auch in denen des § 32, daß die übrigen zu einem Spektralapparat benutzten Hilfsapparate wie Linsen, Spiegel u. dgl., vollkommen sind, d. h., daß deren Abweichungen von idealen Leistungen weit unterhalb der durch das Prisma selbst (oder das Gitter usw.) bedingten Grenzen liegen, die das Auflösungsvermögen beschränken.

§ 37. **Einfluß der Beugung an der Öffnung einer Linse auf die von ihr entworfenen Bilder. Grenze der Auflösung im Fernrohr und Mikroskop.** Ebenso wie die Beugung an einem Prisma die absolute Schärfe homogener Spektrallinien zunichte macht, wird auch das von einer Linse entworfene Abbild eines punktförmigen Objektes durch die beugende Öffnung der Linse unscharf; an Stelle eines scharfen Bildpunktes entsteht ein Bildscheibchen. Da man sich bei fast allen Spektralapparaten der Linsen als Hilfsmittel zur Strahlenvereinigung bedient, wollen wir hier die durch die Beugung hervorgerufene Beschränkung der Leistungen jener Hilfsmittel näher behandeln. Dabei bedienen wir uns, wie weiterhin ausgeführt wird, einer angenäherten Betrachtungsweise, verallgemeinern aber andererseits das Problem soweit, daß es die Abbildung im Fernrohr und zugleich im Mikroskop umfaßt.

Wir wollen bei der Diskutierung des Einflusses der Beugung auf die Schärfe des von einer Linse entworfenen Bildes das einfachere Problem eines beugenden Spaltes an Stelle einer kreisrunden Öffnung behandeln. Wir haben dann nur den Verlauf der gebeugten Strahlen in einer Ebene zu betrachten. Die Resultate, zu denen wir auf diesem Wege gelangen, sind zwar nicht ohne weiteres auf Linsen mit kreisrunden, beugenden Öffnungen, wie sie in der Wirklichkeit am meisten vorkommen, übertragbar, sie unterscheiden sich aber von denjenigen des verwickelten Falles einer kreisrunden, beugenden Öffnung nur sehr unwesentlich.

In Fig. 50 bedeute P einen leuchtenden Punkt. Dieser würde von der Linse L in einem Bildpunkte P' abgebildet werden, wenn die Regeln der geometrischen Optik, wie dies früher (vgl. Fig. 1 bis 3 auf S. 4 u. 5) angenommen war, genau gelten würden. Die infolge der endlichen Dimension der Linse an ihren Rändern

Fig. 50.



auftretende Beugung denken wir uns nun ersetzt durch eine solche, die durch die Ränder eines Spaltes S erzeugt wird. Dann lautet jetzt unsere Aufgabe: Die Intensitätsverteilung in der Nachbarschaft des Punktes P' zu berechnen.

Wie bei der Beugung ebener Wellen, entsteht auch in dem vorliegenden Falle einer gebeugten Kugelwelle eine zentrale, dicht bei P' gelegene Helligkeit, die von minder großer Helligkeit umgeben ist. Insbesondere ist einleuchtend, daß unter demjenigen Beugungswinkel φ sich alles interferierende Licht zerstören, also ein Minimum entstehen muß, wo die Gangunterschiede der Strahlen, die von korrespondierenden, um die halbe Öffnungsweite von S voneinander entfernten Punkten $1,1'$; $2,2'$; $3,3'$; ... ausgehen, genau eine halbe Wellenlänge beträgt. Das unter diesem Winkel φ gebeugte, in Q' vereinigte Licht kommt scheinbar von einem Punkte Q her, der auf dem Durchschnitt der rückwärts verlängerten gebeugten Strahlen liegt. Bezeichnet man die Hälfte des Öffnungswinkels SPS' mit α, den Radius der den

Schirm treffenden Welle mit r, so folgt aus der Betrachtung des kleinen Dreiecks 1 1′ x, daß der Gangunterschied 1′ x von korrespondierenden, z. B. von 1 und 1′ ausgegangenen Strahlen $= \alpha r \sin \varphi$ ist. Somit ergibt sich also für das erste Minimum:

$$35) \quad \ldots \ldots \quad \frac{\lambda}{2} = \alpha r \cdot \sin \varphi.$$

Diese Gleichung gibt die Bildschärfe an, welche sich mit der in Fig. 49 dargestellten Anordnung erzielen läßt. Denn wenn P und Q zwei wirkliche leuchtende Punkte wären, so würden ihre um P' und Q' lagernden Bildflecke einander so nahe liegen, daß das Intensitätsminimum des zu P' gehörigen Lichtfleckes auf das Maximum des zu Q' gehörigen fällt, d. h. beide Bildflecke würden sich berühren. Man erhielte also statt zweier, voneinander getrennter Bilder P' und Q' einen zusammenhängenden, verbreiterten Bildfleck.

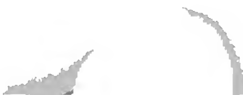
Analog wie bei den Betrachtungen am Prisma (vgl. § 36) folgern wir also, daß der durch Gleichung 35) angegebene Winkel φ die äußerste Grenze des Winkels angibt, unter der zwei Gegenstände P und Q erscheinen dürfen, um diskrete Bilder P' und Q' zu liefern.

Wie hier nicht weiter ausgeführt werden mag, tritt bei Ersatz unseres beugenden Spaltes durch eine kreisrunde Öffnung, deren Durchmesser gleich der Spaltbreite ist, zu obiger Gleichung 35) nur noch der Zahlenfaktor 1,22 auf der linken Seite hinzu. Wir wollen diesen Faktor, der sich von 1 nur wenig unterscheidet, im folgenden unberücksichtigt lassen.

a) Das Fernrohr. Wenn die Linse L ein Fernrohrobjektiv darstellt, welches von einem sehr fernen Punkt P in der Brennebene ein Bild entwirft, so können wir Gl. 35) ein wenig umformen. Bezeichnet nämlich a die Öffnung ($= 2\alpha r$) des Fernrohrobjektivs — man nennt diese auch die „lineare Apertur“ — so folgt:

$$36) \quad \ldots \ldots \quad \sin \varphi = \frac{\lambda}{a}.$$

Hierdurch ist der Winkelabstand gegeben, unter welchem zwei Objekte P und Q gerade eben nicht mehr getrennt wahrgenommen werden. Zu beachten ist hierbei, daß das Okular des Fernrohres für diese Betrachtungen völlig gleichgültig ist, da es ja zugleich



mit den gesehenen Objekten auch die Beugungserscheinungen vergrößert.

Das große Fernrohr der Potsdamer Sternwarte, welches ein Objektiv von 80 cm Durchmesser besitzt, hat hiernach für Licht von der Wellenlänge $\lambda = 500\ \mu\mu$ ein angulares Trennungsvermögen, welches sich aus der Gleichung bestimmt:

$$\sin\varphi = \frac{0{,}5 \cdot 10^{-3}\,\text{mm}}{800\,\text{mm}} = 6{,}25 \cdot 10^{-7},$$

d. h.

$$\varphi = 0^0\,0'\,0{,}13''.$$

Zwei Fixsterne, die einander näher als dieser kleine Winkel stehen, würden demnach nicht mehr mit dem Instrumente zu trennen sein. Da der Mond etwa 400 000 km von der Erde entfernt ist, so berechnet sich z. B. eine Entfernung von $400\,000 \cdot \sin\varphi = 0{,}2$ km als die geringste, auf der Mondoberfläche noch auflösbare Distanz. Diese Zahlen bezeichnen die höchste, theoretisch mögliche Leistung des Instrumentes.

b) Das Mikroskop. Wenn die Linse L in Fig. 1 das Objektiv eines Mikroskops darstellt, so gelten ganz analoge Betrachtungen wie die oben angestellten. Es ist aber hier weniger von Interesse, die kleinste auflösbare Winkelgröße, als vielmehr die lineare Ausdehnung ε des kleinsten, wahrnehmbaren Objekts anzugeben.

Aus Gl. 35) folgt:

37) . . . . . . $$\varepsilon = r \cdot \sin\varphi = \frac{\lambda}{2\,\alpha}.$$

Da α, die sogenannte „numerische Apertur“, günstigstenfalls $= \frac{\pi}{2} = 1{,}57$, so folgt mithin, daß die kleinste, im Mikroskop auflösbare Distanz von der Größenordnung der halben Lichtwelle ist. Keine noch so gut geschliffenen Gläser, keine noch so vorzüglich korrigierten Objektive, können diese Grenze der mikroskopischen Auflösung erweitern.

Die Objekte der Fernrohre pflegen meist ihrer Natur nach Licht auszusenden, dessen Wellenlänge für uns eine gegebene Größe ist. Nicht so bei den mikroskopischen Objekten. Wie aus Gl. 3) hervorgeht, ist der Grenzwert ε um so kleiner, je kleiner die Wellenlänge des angewandten Lichtes ist. Nun hat

man aber bei den mikroskopischen Objekten, die in unserem Bereich liegen, Mittel, die Wellenlänge zu verkürzen. Entweder dadurch, daß man die Objekte in Medien von hohem Brechungsvermögen lagert, derart, daß der ganze Raum vom Objekt bis zum abbildenden Objektiv damit ausgefüllt ist (Immersionssystem nach Amici 1840), oder dadurch, daß man zur Beleuchtung der Präparate kurzwelliges, ultraviolettes Licht anwendet (1904 nach Köhler). In letzterem Falle muß die Linse L aus einem ultraviolett durchlässigen Körper, z. B. aus Quarz, bestehen. Auf diesem Wege sind in der Tat einige Fortschritte erzielt worden.

Es muß noch erwähnt werden, daß die obige, theoretische Grenze des Auflösungsvermögens im Mikroskop, welche zuerst Helmholtz angegeben hat, zunächst nur für solche Objekte Gültigkeit besitzt, welche man als Selbstleuchter bezeichnet. Ein Selbstleuchter ist ein Körper, welcher vermöge seiner eigenen, in ihm selbst erzeugten Strahlung leuchtet, sei es, daß er fluoresziert, sei es, daß er wegen hoher Temperatur strahlt oder dgl. Die meisten mikroskopischen Objekte sind nun aber „Nichtselbstleuchter“, da sie die fremde Strahlung einer Lichtquelle reflektieren oder hindurchlassen. Die Bilderzeugung bei derartigen Nichtselbstleuchtern gestaltet sich, wie zuerst Abbé gezeigt hat, anders als diejenige der Selbstleuchter. Wir können hierfür kurz folgende Gründe angeben. Erstens wird durch die auf die Objekte auffallende Strahlung an diesen selbst gebeugtes Licht erzeugt, welches je nachdem von der abbildenden Linse aufgefangen wird oder auch nicht; hierdurch kann die Intensitätsverteilung im Bilde modifiziert werden. Zweitens sind die von verschiedenen Objektpunkten eines Nichtselbstleuchters herkommenden Strahlenbündel kohärent; hierdurch ist die Möglichkeit gegeben, daß die Beugungsbilder benachbarter Objektpunkte untereinander interferieren und so ein System von Interferenzstreifen erzeugen. Wie indes Abbé gezeigt hat, wird die Grenze der Auflösung für nichtselbstleuchtende Objekte dieselbe wie für Selbstleuchter und man gelangt, obgleich die Prämissen des Abbildungsvorganges ganz verschiedene sind, zu dem gleichen Endresultat.

Ferner mag erwähnt werden, daß die obige Helmholtzsche Theorie des Mikroskops insofern nur angenähert Gültigkeit zu besitzen scheint, als man annimmt, daß auf dem Stück der Wellenfläche, welches die Öffnung von SS' (vgl. Fig. 50) passiert, die

Intensität der kohärenten Lichtstrahlen überall die gleiche ist. Bei einigermaßen großen Werten von α dürfte der Begriff der Wellenfläche in der bisherigen Form keine strenge Gültigkeit mehr haben, und wenn schon die Lichtstärke an sämtlichen Punkten einer Wellenfläche konstant bleibt, so wird man dies für die Intensität der zueinander kohärenten Strahlen nicht voraussetzen dürfen. Diese Überlegung, zu der man auf Grund gewisser einfacher Betrachtungen über den Vorgang der Lichtemission kommt, mag indes hier nicht weiter entwickelt werden. — Es ergibt sich hieraus das bisher nicht gelöste Problem, Interferenzen durch zwei Lichtstrahlen zu erzeugen, die unter einem großen Winkel, z. B. einem rechten, von der Lichtquelle her ausgegangen sind.

§ 38. **Einfluß der Beugung auf die Sichtbarkeit der Interferenzen an keilförmigen und planparallelen Platten.** Die in § 12, S. 20 ff. behandelten Interferenzstreifen an keilförmigen Platten hatten zur Voraussetzung, daß eine einzige ebene Welle auf die Platte auffällt. Nun ist aber, wie aus dem früheren hervorgeht, eine solche nicht möglich, sobald die Welle seitlich irgend eine Begrenzung hat, also durch eine beugende Öffnung hindurchgetreten ist. Dies wird nun in Wirklichkeit stets der Fall sein, sei es, daß das Licht vor dem Auftreffen auf die keilförmige Platte oder aber hinterher seinen Weg durch eine Linse oder dgl. nehmen muß.

Hieraus folgt, daß die Intensitätsverteilung der Interferenzstreifen eine von der früher betrachteten abweichende ist, da die Beugungswirkung der Öffnungen nicht in Rechnung gezogen war. Und zwar werden im allgemeinen die Interferenzstreifen durch gebeugtes Licht verwaschener. Wenn man die Apertur der die Strahlen vereinigenden Linsen groß genug wählt, kann diese Verwaschung der Interferenzstreifen unmerklich werden. Die Formeln, welche die geringste zulässige Apertur für ein gegebenes Streifensystem bestimmen, lassen sich an Hand von Betrachtungen aufstellen, die ganz analog den in § 36 und 37 angestellten sind.

Auch die Interferenzen planparalleler Platten (vgl. § 11, S. 17 ff.) können durch gebeugtes Licht unschärfer erscheinen. Aber es besteht hier ein wichtiger Unterschied zwischen den Interferenzen an planparallelen und keilförmigen Platten: letztere

werden im allgemeinen durch jede beugende Öffnung, gleichgültig, wo diese in den Strahlengang eingefügt sein mag, unschärfer gemacht, die Interferenzen planparalleler Platten aber nur durch solche beugenden Öffnungen, die das Licht durchsetzt, nachdem es die Platte verlassen hat.

Man kann sich diesen Unterschied an Hand der Fig. 7 und 8 (vgl. S. 18 u. 20) klar machen. Wir wollen hier nicht weiter darauf eingehen. Auch den Einfluß, welchen das Vorhandensein eines ganzen Bündels verschieden geneigter, auf eine keilförmige Platte auffallender Strahlen ausübt und der ebenfalls auf eine Verundeutlichung der Interferenzen hinausläuft, wollen wir nicht näher behandeln. Die Interferenzen planparalleler Platten werden durch solche verschieden geneigten Strahlen nicht im mindesten unschärfer, im Gegenteil, sie verdanken ihnen erst ihr Dasein. — Man erkennt auch aus den obigen Gründen, daß die Interferenzen planparalleler Platten sich vor denen keilförmiger Platten durch eine Reihe von Vorzügen auszeichnen, welche ihre Nutzbarmachung für experimentelle Zwecke erleichtert.

IV. Teil.

Auswahl von Resultaten der spektroskopischen Forschung über den Mechanismus des Leuchtens.

§ 39. **Trabanten.** Wie bereits früher kurz erwähnt wurde, existieren eine Reihe von Lichtquellen, wie z. B. die Quecksilberlampe, welche außerordentlich homogenes Licht emittieren. Dementsprechend sind die Interferenzstreifen, welche man mit einer einzelnen „Quecksilberlinie" zu erzeugen vermag, auch bei hohem Gangunterschied der interferierenden Strahlen deutlich sichtbar.

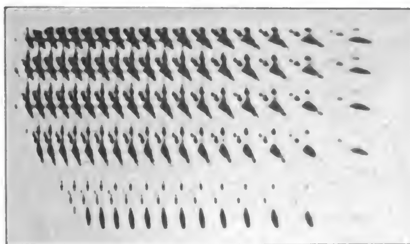
Nun hat im Jahre 1892 Michelson entdeckt, daß die lichtstarken Quecksilberlinien keineswegs homogen sind, sondern daß jede derselben aus einem Komplex von mehreren, äußerst nahe benachbarten besteht. Die Wellenlängendifferenzen dieser Kom-

ponenten sind im allgemeinen so klein, daß sie mit einem Prismenspektroskop überhaupt nicht, mit einem Rowlandschen Gitter nur mit großer Mühe wahrgenommen werden können. In der Tat hat Michelson die genannte Entdeckung mit seinem Interferometer gemacht.

Außer den Quecksilberlinien zeigen noch eine ganze Anzahl anderer Stoffe, wie Michelson fand, dieselbe Eigentümlichkeit. Im allgemeinen pflegt eine derartige Spektral„linie" aus einer nicht weiter zerlegbaren Hauptlinie zu bestehen, die von weniger intensiven Nebenlinien begleitet ist. Man bezeichnet diese nahe benachbarten Nebenlinien einer Spektrallinie auch als „Trabanten" der Linie. Zuweilen sind die Trabanten so lichtstark, daß es schwer hält, einen unter ihnen als „Hauptlinie" zu fixieren.

In Fig. 51 ist mittels zweier gekreuzter, planparalleler Platten, deren jede ein Interferenzspektroskop von Lummer und

Fig. 51.



Gehrcke (§ 30) darstellt, das Interferenzpunktbild (§ 34) der grünen Quecksilberlinie 546 $\mu\mu$ dargestellt. Man erkennt hier neben den Hauptpunkten noch fünf Nebenpunkte, die von Trabanten herrühren. Durch Messung der Abstände dieser von den Hauptpunkten kann man die Wellenlängendifferenzen bestimmen.

In folgender Tabelle sind für die grüne Quecksilberlinie 546 $\mu\mu$ die von verschiedenen Beobachtern gefundenen Wellenlängendifferenzen der Trabanten gegen die Hauptlinie angegeben; eine Stelle vor dem Komma bedeutet $10^{-2}\,\mu\mu$; J kennzeichnet die Intensität.

λ	Gehrcke und von Baeyer (Interferenzspektroskop)			J	Janicki (Stufengitter)	J	Perot und Fabry (Versilberte Luftplatte)	J
	— 2,40	— 2,42	— 2,41	2	— 2,32	1/5	— 2,24	1/3
	— 1,20	— 1,11	— 1,03	5	— 0,99	1/10	— 0,76	1/7
	— 0,72	— 0,71	— 0,55	4	— 0,66	1/7	— 0,52	1/5
546,1 μμ							+ 0,08	1/2
	+ 0,81	+ 0,88	+ 0,93	1	+ 0,88	1/3	+ 0,82	1/4
	+ 1,25	+ 1,37	+ 1,40	3	+ 1,33	1/8	+ 1,36	1/6

Wie man sieht, sind die Wellenlängenunterschiede dieser Trabanten von der Größenordnung eines Molekulardurchmessers (10^{-8} cm).

Die Zahl der Trabanten einer Linie ist oft ziemlich groß. So besitzt z. B. die blaue Quecksilberlinie 436 μμ acht, die Linie 435 μμ dagegen nur drei Trabanten.

Außer beim Quecksilber, das bisher am öftesten und eingehendsten untersucht ist, hat man noch Trabanten gefunden bei den Stoffen:

Wismut, Thallium, Cadmium.

Keine Trabanten dagegen haben die Linien folgender Stoffe:

Zink, Natrium, Argon.

Beim Helium besitzt nur die mit D_3 bezeichnete Linie 587,6 μμ, eine nahe benachbarte Linie im Abstand 0,03 μμ. Die übrigen Linien des Heliums sind sämtlich einfach. Wasserstoff hat eine Doppellinie 656,3 μμ, genannt H_α (oder auch C) An den übrigen Wasserstofflinien sind keine Trabanten sicher festgestellt.

Überblickt man diese Zusammenstellung, so fällt auf, daß es hauptsächlich Stoffe mit hohem Atomgewicht sind, bei denen Trabanten vorkommen.

Eine Erklärung für das merkwürdige Phänomen der Trabanten kann man durch folgende Hypothesen geben: Man kann annehmen, daß eine einzelne Spektrallinie von einem gewissen Teil eines Atoms des leuchtenden Stoffes ausgesandt wird. Man kann ferner annehmen, daß das Atom aus Bausteinen zusammen-

gesetzt ist, die teilweise einander gleich sind. Zwei solche gleiche Bausteine werden dann auch genau die gleichen Schwingungen ausführen und somit genau gleiche Spektrallinien erzeugen. Im Falle, daß nun durch die verschiedene relative Lage gleicher Bausteine im Atomverband geringe Modifikationen der Eigenschwingungen bedingt sind, werden auch die von ihnen ausgesandten Schwingungen sich ein wenig voneinander unterscheiden, d. h. es wird ein System von nahe benachbarten Spektrallinien an Stelle einer einzelnen Linie zustande kommen.

Durch diese hypothetische Erklärung würde verständlich werden, daß hauptsächlich bei Stoffen mit hohem Atomgewicht Trabanten auftreten. Denn hier ist die Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein mehrerer gleicher Bausteine im Atom größer als bei Stoffen mit geringerem Atomgewicht.

§ 40. **Dopplersches Prinzip. „Breite" der Spektrallinien.** Wenn man irgend ein Schwingungen vollführendes Wellenzentrum relativ zu dem umgebenden Medium, in welchem die von der Quelle ausgehenden Schwingungen sich als Wellenbewegung fortpflanzen, bewegt, so tritt eine Veränderung der Wellenlänge der Schwingungen ein.

Wenn sich z. B. ein Strahlungszentrum von uns fortbewegt, so ist einleuchtend, daß der Mechanismus desselben durch die Bewegung nicht modifiziert wird; die Schwingungsdauer der emittierten Schwingung bleibt also ungeändert, mag sich das Zentrum bewegen oder nicht. Wohl aber wird der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Schwingungszuständen gleicher Phase in dem umgebenden Medium, d. h. die Wellenlänge, durch die Bewegung modifiziert. Denn in der Zeit, wo die Welle um eine Strecke gleich der Wellenlänge fortschreitet, hat sich ja das Zentrum ebenfalls um eine gewisse Strecke $\delta\lambda$ verschoben, und um eben diese Strecke ist somit die Wellenlänge größer geworden.

Bezeichnet v die Geschwindigkeit des von uns fortbewegten Wellenzentrums, C die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen, welche bei ruhendem Wellenzentrum die Länge λ besitzen, so ergibt sich:

$$38) \quad \delta\lambda = \frac{v}{C} \cdot \lambda.$$

Im Falle, daß sich das Wellenzentrum auf uns zu bewegt, wird:

$$39) \quad \ldots\ldots\ldots \delta\lambda = -\frac{v}{C}\cdot\lambda,$$

da sich die Wellenlänge dann um den gleichen Betrag wie oben verkürzt.

Man nennt dieses, in den Formeln 38) und 39) enthaltene, allgemein gültige Prinzip nach seinem Urheber das Dopplersche Prinzip. Wir wollen jetzt eine Anwendung desselben auf den Fall eines leuchtenden Gases machen.

Ein Gas ist nach der kinetischen Gastheorie nichts anderes als ein Schwarm von regellos durcheinander fliegenden Molekülen. Wenn das Gas leuchtet, so leuchten die Moleküle, d. h. sie repräsentieren dann kleine, überallhin bewegte Emissionszentra von Lichtwellen. Ein leuchtendes Gas kann man daher etwa einem Schwarm von Leuchtkäfern vergleichen, die alle wirr durcheinanderschwirren. Nehmen wir jetzt an, diese Individuen seien befähigt, eine einzelne Spektrallinie zu emittieren, die an sich unendlich scharf ist, d. h. wirklich nur eine einzige homogene Schwingung der Wellenlänge λ im ruhenden Zustande repräsentiert. Dann muß nach dem Früheren infolge der Bewegung der Wellenzentra eine Änderung der Wellenlänge eintreten: alle auf uns zu fliegenden Zentra werden eine um $\delta\lambda$ kürzere, alle von uns fortfliegenden Zentra eine um $\delta\lambda$ längere Welle erzeugen. Die Wellenlänge der unter schiefem Winkel bewegten Zentren wird nach Maßgabe ihrer Projektion auf die Bewegungsrichtung der früheren verändert werden, d. h. sie wird auf alle Fälle zwischen $\pm\delta\lambda$ liegen. Somit folgt, daß an Stelle einer einzigen Welle λ ein Wellenlängenbezirk oder eine verbreiterte Spektrallinie resultiert, deren Begrenzung durch $\pm\delta\lambda$ angegeben wird. Die Größe $2\cdot\delta\lambda$ bezeichnet somit die Breite des Wellenlängenbezirkes, in welchen unsere ursprünglich unendlich scharfe Spektrallinie durch die regellose Bewegung der leuchtenden Moleküle verwandelt wird.

Die obigen Betrachtungen machen die stillschweigende Annahme, daß die Geschwindigkeit v sämtlicher Moleküle dieselbe ist. Diese Voraussetzung ist nun nach der Gastheorie keineswegs erfüllt, vielmehr kommen bei konstanter Temperatur des Gases

als Geschwindigkeiten der verschiedenen Teilchen in einem gewissen Moment alle Werte zwischen $-\infty$ und $+\infty$ vor. Unsere Spektrallinie würde hiernach unendlich breit werden, d. h. ein von $\lambda = 0$ bis $\lambda = \infty$ verlaufendes, kontinuierliches Spektrum ergeben. Aber die Anzahl der Teilchen, welche sehr große Geschwindigkeiten besitzen, ist nur sehr klein, die meisten Teilchen bewegen sich mit einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$. Das Gesetz, welches diese Verhältnisse genau regelt, ist das sogenannte Maxwellsche Verteilungsgesetz. Lord Rayleigh hat diesen Einfluß theoretisch behandelt. Wir wollen uns indes hier mit der obigen, angenäherten Betrachtung begnügen und voraussetzen, es bewegen sich sämtliche Moleküle mit einer gewissen mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$. Dann folgt mithin für die Breite b der Spektrallinien der Ausdruck:

$$40) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad b = 2\,\delta\lambda = 2\,\frac{\bar{v}}{C}\,\lambda.$$

§ 41. **Abhängigkeit der Breite der Spektrallinien von der Temperatur, dem Molekulargewicht und der Erregungsart.** Nach der kinetischen Gastheorie ist der Mittelwert der lebendigen Kraft der Gasmoleküle proportional der absoluten Temperatur. Unter Beibehaltung der Bezeichnungen des vorigen Paragraphen ist somit

$$41) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \frac{1}{2}\,m\,\bar{v}^2 = c\,\vartheta,$$

wenn wir mit m das Molekulargewicht, mit ϑ die absolute Temperatur, mit c eine Konstante bezeichnen; wir erhalten also für die Breite der Spektrallinie den Ausdruck

$$42) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad b = 2\,\frac{\lambda}{C} \cdot \sqrt{\frac{2\,c\,\vartheta}{m}},$$

mithin

$$43) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad b \sim \sqrt{\frac{\vartheta}{m}} \cdot \lambda.$$

In der Tat hat Michelson durch Messungen mit seinem Interferometer (§ 13) bei sämtlichen von ihm untersuchten Stoffen: H, Li, O, Na, Mg, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Pd, Ag, Cd, Au, Hg, Tl, Bi, experimentell festgestellt, daß die Breite einer Spektrallinie

der Wurzel aus der Temperatur direkt, der Wurzel aus dem Molekulargewicht umgekehrt proportional ist. Dagegen bestätigt sich im allgemeinen nicht, daß die Breite der Spektrallinien der Wellenlänge λ proportional ist.

Wir werden hieraus schließen müssen, daß außer dem Dopplerschen Prinzip noch andere Ursachen vorhanden sind, die die Breite der Spektrallinien bedingen. Man kann verschiedene solche Ursachen namhaft machen, z. B. die gegenseitige Beeinflussung benachbarter oder zusammenstoßender Molekeln. Durch einen solchen Effekt mag etwa eine Dämpfung der Schwingungen und somit eine Verbreiterung der Linien hervorgerufen werden. In der Tat zeigt sich auch, daß die obigen Michelsonschen Resultate nur dann bestehen bleiben, wenn das leuchtende Gas sich in möglichst verdünntem Zustande (z. B. bei niedrigem Druck in Geißlerschen Röhren) befindet. Man sollte meinen, daß unter derartigen Verhältnissen, wo also jedes einzelne Molekül vom anderen unabhängig ist und auch lange Zeit braucht, bis es wieder einen Zusammenstoß erleidet, die ausgesandten Schwingungen nur durch die Beschaffenheit des frei im Äther liegenden Moleküls selbst bedingt sind, und daß daher hier am ehesten einfache Gesetzmäßigkeiten gelten werden.

Die schärfsten Spektrallinien erhält man, wenn man das Gas oder den Dampf im hochverdünnten Zustande durch elektrischen Glimmstrom zum Leuchten bringt, mag dies nun durch die sogenannte Glimmentladung oder den Vakuumlichtbogen geschehen. Wenn man dagegen den leuchtenden Dampf mit Hilfe chemischer Prozesse erzeugt, etwa durch eine Salzperle im Bunsenbrenner, so erhält man Spektrallinien, die im Vergleich zu den Linien bei der oben genannten elektrischen Erregungsart stark verbreitert sind. Auch der elektrische Funke und der Lichtbogen bei atmosphärischem Druck liefern keine scharfen Spektrallinien.

Wenn man ein Gas im hochverdünnten Zustande anstatt durch Glimmstrom (s. oben) durch elektrische Schwingungen eines Schwingungskreises zum Leuchten erregt, so findet eine bedeutende Verbreiterung der Spektrallinien statt. Versucht man, diese Verbreiterung durch Erhöhung der Temperatur des leuchtenden Gases zu erklären (vgl. Formel 43 auf S. 93), so gelangt man, wie Gehrcke gezeigt hat, zu sehr hohen Werten der Temperatur.

Möglicherweise spielen deshalb hier noch andere, bisher unbekannte Vorgänge mit, wie Zerfall der Atome.

Wie aus Gleichung 42) (S. 93) hervorgeht, ist:

$$44) \quad \vartheta = \frac{b^2 C^2 m}{8 \lambda^2 \cdot c};$$

die Konstante c ist, wie sich aus Gleichung 41) (S. 93) ergibt, gleich der lebendigen Kraft eines Moleküls bei der absoluten Temperatur 1°. Man kann diese Größe aus der kinetischen Gastheorie bestimmen. Wie hier nicht näher bewiesen werden mag, ist

$$c = 1{,}24 \cdot 10^6.$$

Hieraus folgt in Verbindung mit obiger Gleichung 44), daß man die Temperatur eines leuchtenden Gases berechnen kann, wenn man die Breite der von ihm emittierten Spektrallinien kennt; die übrigen sonst noch in der Formel enthaltenen Zahlen sind bekannt.

Derartige Messungen der Temperatur von Gasen, die durch gewöhnliche Glimmentladung leuchten, hat Michelson ausgeführt. Er fand dabei, daß die leuchtenden Stoffe eine außerordentlich niedrige Temperatur haben, die sich nicht viel von etwa 100° C unterscheidet. Früher hat man vielfach die Ansicht ausgesprochen, daß hier außerordentlich hohe Temperaturen von vielen Tausenden von Graden vorkommen möchten. Diese Ansicht ist durch Michelsons Versuche widerlegt. Obschon die bisher vorliegenden Beobachtungen wenig genau sind, und obwohl die exakte Anwendung obiger Gleichung 44) auf das Leuchten der Gase nach den obigen Auseinandersetzungen zweifelhaft erscheinen kann, so sind immerhin doch Maximalwerte für die Temperatur festgestellt. Denn wenn eine Spektrallinie einen Teil ihrer „Breite" auch unbekannten Vorgängen verdanken sollte, die mit der Geschwindigkeit der Moleküle nichts zu tun haben, so kann die Temperatur wegen des Dopplerschen Prinzips auf keinen Fall höher sein, als Michelson fand. — Gut im Einklange mit Michelsons Versuchen sind Ergebnisse von Warburg; Warburg fand auf einem ganz anderen Wege, durch theoretische Behandlung der Wärmeleitung in Geißlerschen Röhren, daß die Temperatur des leuchtenden Gases zum Teil nur wenige Grade höher ist als die Zimmertemperatur. Wood hat Versuche ausgeführt, die Warburgs Ergebnisse stützen. Ganz Neuerdings von Lilien-

feld angestellte Messungen scheinen etwas höhere Werte der Temperatur, von etwa 150° C u. m., zu ergeben.

Immerhin wird man hieraus schließen müssen, daß die Erregung des Leuchtens in stromdurchflossenen Gasen nichts zu tun hat mit ihrer Temperatur. Die Temperatur kann nur von sekundärer Bedeutung sein.

Bereits vor längerer Zeit hat Pringsheim aus Versuchen geschlossen, daß das Leuchten der Gase, welche ein Linienspektrum besitzen, auf Lumineszenz, nicht auf Temperaturstrahlung beruhte. Diese früher augenscheinlich nicht genug beachteten Schlüsse Pringsheims sind durch die neueren, oben genannten Versuche bedeutend gestützt worden.

§ 42. **Der Stark-Effekt.** J. Stark hat vor kurzem entdeckt, daß eine mit dem Namen „Kanalstrahlen" bezeichnete Strahlenart, die in stromdurchflossenen, leuchtenden Gasen unter bestimmten Bedingungen aufzutreten pflegt, ein Spektrum aussendet, dessen Linien in eigentümlicher Weise verschoben sind. Das senkrecht zur Richtung der Strahlen emittierte Licht ergibt nämlich ein unverändertes Spektrum des Gases (z. B. Wasserstoff, Quecksilberdampf u. dgl.), in der Richtung der Strahlen aber sind die Linien nach der Seite der kürzeren Wellenlängen hin verschoben.

Der Entdecker dieser Erscheinung deutet dieselbe durch das Dopplersche Prinzip. Die Kanalstrahlen bestehen nach der sog. „Emissionstheorie" aus sehr schnell bewegten Körperchen, die zum Teil nichts anderes als einzelne Gasmoleküle sind. Aus dieser Theorie läßt sich der Stark-Effekt der Kanalstrahlen, wie ersichtlich ist, leicht deduzieren.

Obgleich hier möglicherweise noch andere Umstände, z. B. das elektrische Feld[1]) in der Nähe der geladenen Ionen wirksam sind, so stellt der Stark-Effekt ein neues Phänomen dar, welches von der größten Wichtigkeit für das Verständnis der Spektra zu werden scheint. Die Folgerungen, welche im Anschluß an die

[1]) Ein solcher Einfluß würde einen „elektrischen Zeeman-Effekt", entsprechend dem „magnetischen Zeeman-Effekt" (vgl. § 44) darstellen. W. Voigt hat schon vor längerer Zeit den (bisher nicht nachgewiesenen) „elektrischen Zeeman-Effekt" theoretisch behandelt.

Starksche Entdeckung bisher geknüpft worden sind, mögen hier übergangen werden.

Bandenspektra zeigen, wie Stark fand, keine Verschiebungen; diese kommen nur den Linienspektren zu.

§ 43. **Einfluß des Druckes auf die Wellenlänge.** L. E. Jewell entdeckte 1896, daß die Spektrallinien der Elemente keine unveränderlichen, nur durch die chemische Natur des Stoffes bedingten Konstanten sind, sondern durch Druck verschoben werden. Reichhaltiges Tatsachenmaterial hierüber haben dann besonders Mohler und Humphreys beigebracht. Die Versuche wurden mit Metallichtbögen ausgeführt, die unter variablem Luftdruck (etwa $^1/_{300}$ bis 15 Atm.) brannten.

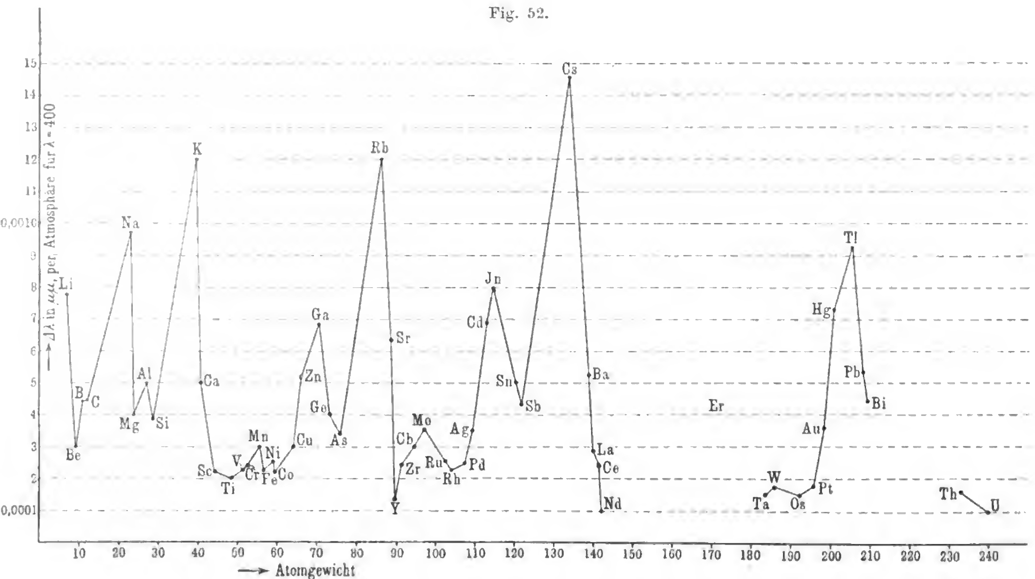
Die Linienspektra der Elemente erleiden unter diesen Umständen Verschiebungen, deren Größe nahezu dem Druck proportional ist und die mit steigendem Druck durchweg nach den längeren Wellenlängen hin gerichtet sind. Für verschiedene Elemente ist im allgemeinen die Verschiebung verschieden und für Linien desselben Stoffes proportional der Wellenlänge. Die letztere Beziehung gilt nicht ganz streng, da bei manchen Elementen Gruppen von Linien vorhanden sind, die untereinander verschiedenartige Verschiebungen (gerade so wie bei chemisch verschiedenen Stoffen) aufweisen. Ferner wurden Beziehungen zum Ausdehnungskoeffizienten, zum Atomgewicht und zum periodischen System der Elemente empirisch festgestellt.

In Fig. 52 (a. f. S.) ist für die bisher untersuchten Elemente die Größe der Verschiebung $\Delta\lambda$, bezogen auf 1 Atm. und die Wellenlänge 400 $\mu\mu$, nach Humphreys wiedergegeben. Um eine Zahlenangabe zu machen, sei bemerkt, daß z. B. für Eisen die Verschiebung, welche eine Wellenlänge 400 $\mu\mu$ bei 10 Atm. erleidet, etwa $2{,}3 \cdot 10^{-3}$ $\mu\mu$ beträgt. Eine befriedigende Erklärung für diese sehr merkwürdige Verschiebung der Linien hat man bisher nicht gefunden[1]). Die bisherigen Erklärungsversuche sind übersichtlich zusammengestellt von Kayser, Spektroskopie, Bd. 2, S. 327 ff.

Die obigen Linienverschiebungen durch Druck wurden nur bei den sogenannten Linienspektren gefunden. Die bisher unter-

[1]) Vgl. indes hierzu eine ganz kürzlich erschienene Veröffentlichung von Humphreys Astrophys. Journ. **23**, 235 (1906).

Fig. 52.


Δλ in μμ, per. Atmosphäre für λ = 400
15
14
13
12
11
0,0010
9
8
7
6
5
4
3
2
0,0001
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
150
160
170
180
190
200
210
220
230
240
Atomgewicht
Li
Be
B
C
Na
Mg
Al
Si
K
Ca
Sc
Ti
V
Cr
Mn
Fe
Ni
Co
Cu
Zn
Ga
Ge
As
Rb
Sr
Y
Zr
Cb
Mo
Ru
Rh
Pd
Ag
Cd
Jn
Sn
Sb
Cs
Ba
La
Ce
Nd
Er
Ta
W
Os
Pt
Au
Hg
Tl
Pb
Bi
Th
U

suchten Bandenspektra erleiden keine wahrnehmbare Verschiebung. Die Beobachtung der Linienverschiebungen geschah bisher nur mittels Rowlandscher Gitter. Es ist zu erwarten, daß die Anwendung der neueren Interferenzmethoden hier zu genaueren Resultaten führen wird.

§ 44. **Der Zeeman-Effekt.** Wir kommen jetzt zu einem Phänomen, das an Hand der Theorie einen ungemein tiefen Einblick in den Mechanismus des Leuchtens gestattet.

Als Maxwell im Jahre 1873 die Hypothese aufstellte, daß das Licht in elektromagnetischen Wellen besteht, konnte er eine ganze Reihe von Eigenschaften des Lichtes aus seiner Theorie herleiten. Vor allem vermochte er darzutun, daß die Fortpflanzung des Lichtes im Vakuum mit der sogenannten „kritischen Geschwindigkeit" erfolgen muß, d. h. mit der von Weber und Kohlrausch bestimmten Verhältniszahl zwischen der elektrostatisch und elektromagnetisch gemessenen Einheit der Elektrizitätsmenge. Gerade diese Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten elektromagnetischer Wellen und des Lichtes mit der genannten Verhältniszahl führte den Gegnern der Maxwellschen Theorie in dringlicher Weise nahe, daß hier offenbar ein tiefgehender Naturzusammenhang vorlag.

Wenn man sich der Hypothese Maxwells anschließt, so entsteht sogleich die schwierige Frage: wie können in den gewöhnlichen Lichtquellen, z. B. in einer Kerzenflamme, elektromagnetische Wellen entstehen? Die ältere, elastische Lichttheorie konnte diese Frage in plausibler Weise beantworten: das Licht bestand hiernach eben in einer Schwingung von Ätherteilchen, und das Erschütterungszentrum dieser Ätherbewegung wurde gebildet von den sich bewegenden Molekülen der Lichtquelle. Wie aber soll man begreifen, daß durch den in einer Flamme stattfindenden, chemischen Verbrennungsprozeß elektromagnetische Wellen erzeugt werden?

Eine sehr bestimmte Antwort auf dieses Problem gab der holländische Physiker H. A. Lorentz. Er nahm an, daß in jedem leuchtenden Körper elektrisch geladene Atome, sogenannte Ionen, vorhanden sind, durch deren Bewegung elektromagnetische Wellen entstehen. In der Tat stellt eine solche, etwa längs einer Strecke AB hin und her bewegte elektrische Ladung

einen elektrischen Oszillator vor, und es wird verständlich, daß dieser nach außen hin ähnlich wirkt wie etwa ein rasch oszillierender Strom in einem Drahtbügel, welcher die Belegungen einer geladenen Leidener Flasche verbindet. Der Oszillator entsendet elektromagnetische Wellen, und derselbe Vorgang wird auch von unserem Atomoszillator ausgehen, nur wird die Länge der von ihm emittierten Wellen entsprechend seiner außerordentlichen Kleinheit eine sehr kurze sein.

An Hand dieser Lorentzschen Theorie wird man nun zu der Folgerung geführt, daß das von einer Lichtquelle ausgesandte Licht durch magnetische Kräfte zu beeinflussen sein muß. Denn das schwingende elektrische Atom stellt einen elektrischen Strom dar, und so wird ein äußeres Magnetfeld auf die Strombahn und damit auch auf den Schwingungsvorgang eine Wirkung äußern müssen, die vergleichbar ist der Wirkung eines Magneten auf einen vom elektrischen Strom durchflossenen Kupferdraht.

Schon Faraday hatte 1862 das Experiment angestellt, eine Flamme zu magnetisieren und zuzusehen, ob auf diese Weise vielleicht eine Änderung in der Emission des Lichtes eintrat. Faraday hatte aber nicht das Glück, diesen Versuch, dessen Idee einem dunkeln Instinkt entsprungen war, mit Erfolg durchzuführen. Nach Faraday stellte der Holländer Zeeman im Jahre 1895 das gleiche Experiment an, aber ebenfalls ohne Erfolg. Da erfuhr Zeeman, dem die aufs gleiche Ziel gerichteten Bemühungen Faradays damals noch unbekannt waren, zufällig im Jahre 1896 von den Arbeiten seines Vorgängers, und diese Kenntnis gab ihm die Ausdauer und Energie, den Versuch nochmals mit besseren Hilfsmitteln zu wiederholen. Er beobachtete mit einem Rowlandschen Gitter die D-Linien des Natriums, während er gleichzeitig einen kräftigen Elektromagneten erregte, in dessen Feld die Natriumflamme stand. Jetzt fand er tatsächlich eine Änderung der Lichtemission; denn in dem Moment, wo der Strom durch den Elektromagneten geschlossen wurde, verbreiterte sich jede der D-Linien! Diese, besonders in ihren weiteren Einzelheiten bedeutsame Erscheinung heißt seitdem das Zeemansche Phänomen

Die ganze Schönheit und Tragweite der unscheinbaren Beobachtung Zeemans trat erst zutage, als H. A. Lorentz auf Grund seiner Theorie einige weitere Folgerungen zog. Lorentz

behauptete, die durch das Magnetfeld bewirkte Änderung der Lichtemission müsse in der Weise vor sich gehen, daß das in der Richtung der Kraftlinien ausgesandte Licht in zwei symmetrisch zur ursprünglichen Spektrallinie gelegene Wellen zerspalten wird, die in entgegengesetztem Sinne zirkular polarisiert sind. Das senkrecht zu den Kraftlinien ausgesandte Licht aber sollte nach Lorentz in drei Spektrallinien zerfallen, von denen die mittlere, am ursprünglichen Orte stehende Komponente in paralleler Richtung zu den Kraftlinien geradlinig polarisiert ist, während die beiden anderen, symmetrisch zu dieser gebildeten Komponenten in senkrechter Richtung zu den Kraftlinien geradlinig polarisiert erscheinen.

Diese bestimmten Voraussagen von H. A. Lorentz konnte sehr bald Zeeman durch das Experiment bestätigen. Wenn auch spätere Untersuchungen ergaben, daß diese Beobachtungen Zeemans einer Ergänzung bedurften, indem noch Erscheinungen hinzutraten, die anfangs nicht gesehen wurden, und die auch heute noch nicht in befriedigender Weise erklärt sind, so bilden doch die von Zeeman und Lorentz zutage geförderten Resultate die für den Mechanismus der Lichtemission fundamentalste Erscheinung und zugleich eine der glänzendsten physikalischen Entdeckungen, welche die Neuzeit aufweisen kann. Die Geschichte der Entdeckung des Zeemanschen Phänomens aber ist lehrreich, nicht nur insofern sie ein Beispiel dafür bietet, wie glücklich experimentelle und theoretische Forschung sich gegenseitig fördern und stützen können, sie erweist auch in voller Deutlichkeit die nachhaltige Wirkung und die moralische Kraft, welche von einer genialen Persönlichkeit wie Faraday auszustrahlen vermag.

§ 45. **Theorie des Zeemaneffekts.** Ausgehend von der Vorstellung, daß in einer ein Linienspektrum aussendenden Lichtquelle elektromagnetische (Licht-) Wellen erzeugt werden, indem elektrisch geladene Korpuskeln oder Ionen in ihr um Gleichgewichtslagen schwingen, können wir folgenden mathematischen Ansatz machen:

Ein Ion besitze die Masse m; ferner seien gewisse, elastischen Kräften vergleichbare Antriebe wirksam, welche bestrebt sind, das Ion in seine Gleichgewichtslage zurückzuführen, wenn es sich

daraus entfernt hat. Die Natur dieser Kräfte kann dahingestellt bleiben, über das Gesetz ihrer Wirkungsweise möge die einfache Annahme gemacht werden, daß die Größe der Kraft in jedem Moment der Verrückung des Ions proportional ist. Bezeichnet f einen Proportionalitätsfaktor, $x\,y\,z$ die Koordinaten eines Ions, dessen Gleichgewichtslage der Koordinatenanfang sei, so ergeben sich mithin die Bewegungsgleichungen:

$$45) \quad \left\{ \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{d t^2} &= -f \cdot x \\ m \frac{d^2 y}{d t^2} &= -f \cdot y \\ m \frac{d^2 z}{d t^2} &= -f \cdot z. \end{aligned} \right.$$

Die Lösung dieser Gleichungen ist unschwer anzugeben. Sind x_0, α; y_0, β; z_0, γ gewisse Konstanten, so wird

$$46) \quad \left\{ \begin{aligned} x &= x_0 \cdot sin \left(\sqrt{\frac{f}{m}} \cdot t + \alpha \right) \\ y &= y_0 \cdot sin \left(\sqrt{\frac{f}{m}} \cdot t + \beta \right) \\ z &= z_0 \cdot sin \left(\sqrt{\frac{f}{m}} \cdot t + \gamma \right) \end{aligned} \right.$$

eine allgemeine Form der Lösung obiger Gleichungen.

Die Bahn des Ions findet man hieraus, indem man t eliminiert. Man kann z. B. so verfahren, daß man die allgemeine Identität betrachtet:

$$sin\,\varphi \cdot sin\,(\chi - \psi) + sin\,\chi \cdot sin\,(\psi - \varphi) + sin\,\psi \cdot sin\,(\varphi - \chi) = 0,$$

welche für beliebige Werte von φ, χ, ψ gilt. Setzt man speziell:

$$\varphi = \sqrt{\frac{f}{m}} \cdot t + \alpha, \qquad \chi = \sqrt{\frac{f}{m}} \cdot t + \beta, \qquad \psi = \sqrt{\frac{f}{m}} \cdot t + \gamma,$$

so folgt, unter Berücksichtigung der Gleichungen 46):

$$47) \quad \frac{x}{x_0} sin\,(\beta - \gamma) + \frac{y}{y_0} sin\,(\gamma - \alpha) + \frac{z}{z_0} sin\,(\alpha - \beta) = 0.$$

Dies ist die Gleichung einer Ebene, und somit ist die durch 46) dargestellte Bahnkurve des Ions eine **ebene** Kurve.

Betrachtet man ferner die allgemeine Identität:

$$\sin^2\varphi + \sin^2\chi + \sin^2\psi - \cos(\varphi-\chi)\sin\varphi\sin\chi - \cos(\chi-\psi)\sin\chi\sin\psi - \cos(\psi-\varphi)\sin\psi\sin\varphi$$
$$= \tfrac{1}{2}\left[\sin^2(\varphi-\chi) + \sin^2(\chi-\psi) + \sin^2(\psi-\varphi)\right],$$

so ergibt sich hieraus in gleicher Weise wie oben:

$$48)\quad \begin{cases} \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 - \cos(\alpha-\beta)\frac{x}{x_0}\frac{y}{y_0} \\ \qquad - \cos(\beta-\gamma)\frac{y}{y_0}\frac{z}{z_0} - \cos(\gamma-\alpha)\frac{z}{z_0}\frac{x}{x_0} \\ = \frac{1}{2}\left[\sin^2(\alpha-\beta) + \sin^2(\beta-\gamma) + \sin^2(\gamma-\alpha)\right]. \end{cases}$$

Dies ist die Gleichung eines Ellipsoids. Die Bahnkurve des Ions wird durch die Schnittlinie der Flächen 47) und 48) gebildet, ist also eine Ellipse.

Die allgemeinste Bewegung, welche nach unserem Ansatz das Ion ausführen kann, ist mithin eine elliptische Schwingung. Die Periode T_0 derselben folgt aus 46), indem

$$\sqrt{\frac{f}{m}} \cdot T_0 = 2\pi$$

sein muß, also:

$$49) \quad \ldots\ldots \quad T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{m}{f}}.$$

Die Schwingungsbahn ist, wie aus 47) und 48) hervorgeht, unabhängig von der Masse m und der Größe des Proportionalitätsfaktors f, sie ist lediglich durch die Anfangslagen (zur Zeit $t = 0$) gegeben. In speziellen Fällen kann die elliptische Bahn in einen Kreis oder eine Gerade degenerieren.

Diese Ergebnisse erleiden nun eine Änderung, wenn wir annehmen, unser Ion schwinge nicht frei, sondern in einem äußeren magnetischen Felde. Es bezeichne H die Intensität des Magnetfeldes, seine Richtung sei die z-Achse des Koordinatensystems. Wir legen dabei ein Koordinatensystem zugrunde, dessen x-Achse von links nach rechts, dessen y-Achse von unten nach oben und dessen z-Achse von hinten nach vorn geht. Dann kommen folgende Komponenten der ponderomotorischen Kraft, die das Magnetfeld auf die Strombahn, d. h. auf das bewegte Ion ausübt, hinzu:

Längs der x-Achse eine Komponente, welche gleich ist dem Produkt aus der Feldstärke H und der Komponente der Stromstärke in Richtung der y-Achse;

längs der y-Achse eine Komponente, welche gleich ist dem Produkt aus H mal der negativen Komponente der Stromstärke in Richtung der x-Achse;

längs der z-Achse die Kraft Null.

Somit verändern sich unsere Bewegungsgleichungen 45), wenn ε die Ladung unseres Ions bezeichnet, in:

$$50) \quad \left\{ \begin{aligned} m\frac{d^2x}{dt^2} &= -fx + H\varepsilon\frac{dy}{dt} \\ m\frac{d^2y}{dt^2} &= -fy - H\varepsilon\frac{dx}{dt} \\ m\frac{d^2z}{dt^2} &= -fz. \end{aligned} \right.$$

Diesem Ansatz wird wieder genügt durch periodische Funktionen. Wir behandeln zunächst die ersten beiden Gleichungen. Man setze:

$$51) \quad \left\{ \begin{aligned} x &= a\cdot e^{st} \\ y &= b\cdot e^{st} \end{aligned} \right. ,$$

dann folgt:

$$mas^2 = -fa + H\varepsilon bs$$
$$mbs^2 = -fb - H\varepsilon as.$$

Für $H = 0$ möge $s = s_0$ gesetzt werden. Dann ist mithin auf Grund von Gleichung 49):

$$52) \quad s_0^2 = -\frac{f}{m} = -\frac{4\pi^2}{T_0^2}.$$

Wenn $H \neq 0$, wird

$$s^2 = -\frac{f}{m} + \frac{\varepsilon H}{m}\cdot\frac{b}{a}\cdot s = -\frac{f}{m} - \frac{\varepsilon H}{m}\cdot\frac{a}{b}s.$$

Hieraus ergibt sich noch für die Konstanten a und b

$$\frac{b}{a} = -\frac{a}{b}, \qquad \text{d. h. } \frac{b}{a} = \sqrt{-1} = i.$$

Somit folgt:

$$s^2 = -\frac{f}{m} \pm \frac{\varepsilon H}{m} is = -\frac{f}{m}\left(1 \mp \frac{\varepsilon H}{f} is\right).$$

Wir wollen uns nun mit einer angenäherten Rechnung begnügen. Wenn H sich nicht wesentlich von Null unterscheidet, ist das zweite Glied in der Klammer sehr klein und jedenfalls gegen 1 zu vernachlässigen. Denn dann ist ja, wie aus 52) folgt,

$$s^2 = s_0^2 = -\frac{f}{m}.$$

Sonach können wir für den Wert von s in der Klammer einfach s_0 setzen, ohne einen merklichen Fehler zu begehen. Dann ergibt sich mithin

$$s^2 = -\frac{f}{m}\left(1 \mp \frac{\varepsilon H}{\sqrt{fm}}\right)$$

und somit angenähert:

$$s = \pm i\sqrt{\frac{f}{m}}\left(1 \mp \frac{\varepsilon H}{2\sqrt{fm}}\right).$$

Gehen wir jetzt zu Schwingungszahlen über. Dann wird, wie aus 51) folgt,

$$s = \pm i\frac{2\pi}{T}.$$

Somit ergibt sich:

$$T = T_0\left(1 \pm \frac{\varepsilon H}{2\sqrt{fm}}\right)$$

oder:

$$T - T_0 = \pm\frac{\varepsilon H}{2\sqrt{fm}}\cdot T_0 = \delta T.$$

In erster Annäherung erhalten wir also das Resultat, daß durch das magnetische Feld eine symmetrische Änderung der Schwingungszahl eintritt: an Stelle der ursprünglichen Schwingung T_0 erhalten wir zwei Schwingungen, die um die Größe δT von T_0 verschieden sind.

Die uns unbekannte Größe f können wir noch eliminieren auf Grund von 49). Es folgt:

53) . . . . $\delta T = \pm\frac{\varepsilon}{m}\cdot\frac{H\cdot T_0^2}{4\pi}.$

Führen wir jetzt statt der Schwingungszahl des Ions, die mit derjenigen der ausgesandten Welle identisch ist, die Wellenlänge ein und setzen in bekannter Weise:

$$\lambda = C\cdot T, \qquad \lambda_0 = C T_0,$$

so folgt aus 53):

$$54) \quad \ldots \quad \lambda - \lambda_0 = \delta\lambda = \pm \frac{\varepsilon}{m} \cdot \frac{H\lambda_0^2}{4\pi C}.$$

In dieser Gleichung sind $\delta\lambda$, H, λ_0, C meßbare oder bereits bekannte Größen. Wir können somit aus der im Magnetfelde bewirkten Änderung der Wellenlänge die Größe $\frac{\varepsilon}{m}$, d. h. das Verhältnis von Ladung : Masse eines Ions, berechnen und erhalten also durch einen optischen Versuch Aufschluß über eine intramolekulare Größe.

Die Größe $\frac{\varepsilon}{m}$ fand Zeeman gleich 10^7 abs. Dies ist nahezu dieselbe Zahl, welche sich aus Versuchen an Kathodenstrahlen über das Verhältnis von Ladung : Masse einer Kathodenstrahlkorpuskel herausstellte.

Es fragt sich noch: Was wird aus der Komponente der Ionenbewegung längs der z-Achse? Wie aus 50) hervorgeht, wird diese durch das magnetische Feld gar nicht geändert. Somit vollführt das Ion außer den beiden durch das Magnetfeld veränderten Schwingungen $T_0 \pm dT$ [vgl. 53)] auch die ungeänderte Schwingung T_0.

Die so erhaltenen Rechnungsergebnisse wollen wir uns noch einmal kurz folgendermaßen veranschaulichen: Wir denken uns die Ionenbewegung zerlegt nach den drei Koordinatenachsen. Dann kann die Bewegung parallel der z-Achse, welche mit der Richtung der magnetischen Kraft H zusammenfällt, keine Änderung erfahren, da nach einem bekannten Satz der Elektrodynamik nur die senkrecht zur Strombahn gerichtete Komponente des Magnetfeldes eine Wirkung ausübt. Wohl aber werden die nach x und y gerichteten Bewegungen des Ions, welche senkrecht zum Magnetfeld H stehen, verändert werden, und zwar beide in gleicher Weise. Wir können somit die Bewegung in der z-Achse für sich betrachten, und ebenso diejenige in der xy-Ebene. Nun ist die allgemeinste Bewegung in der xy-Ebene eine Ellipse. Somit wird das Magnetfeld diese Strombahn des Ions entweder vergrößern oder verkleinern, je nachdem das vom Ion erzeugte Magnetfeld innerhalb seiner Bahnellipse durch das äußere Feld H verstärkt oder geschwächt wird. Welcher Fall eintritt, hängt von der Bewegungsrichtung des Ions ab. Da nun sehr viele

Ionen in einer Lichtquelle vorhanden sind und keine Richtung bevorzugt ist, wird durchschnittlich die eine Hälfte in entgegengesetztem Sinne sich bewegen als die andere Hälfte. Somit folgt also, daß drei verschiedene Schwingungszahlen entstehen, die wir oben mit T_0 und $T_0 \pm \delta T$ bezeichnet hatten.

Aber nicht nach allen Richtungen wird das Licht sich gleichartig fortpflanzen. Die Bewegungskomponente des Ions längs der z-Achse, von welcher allein die Periode T_0 herrührt, repräsentiert geradlinig polarisiertes Licht in Richtung der z-Achse. Es wird also in dieser Richtung selbst gar kein Licht der Periode T_0 ausgestrahlt, das meiste Licht der Periode T_0 dagegen senkrecht zur z-Achse und somit senkrecht zum Magnetfeld H. Andererseits erscheinen die Perioden $T \pm \delta T$ in Richtung des Magnetfeldes H als zirkular polarisiertes Licht, senkrecht dazu als geradlinig polarisiert. Hierbei wird bei positiver Ladung des Ions das parallel der magnetischen Kraft fortgepflanzte Licht, welches rechts zirkular polarisiert ist, der längeren Welle angehören; der kürzeren Welle gehört das links polarisierte Licht. Gerade umgekehrt ist es bei negativer Ladung des Ions.

Fassen wir diese Ergebnisse zusammen, so folgt mithin:

a) Senkrecht zu den Kraftlinien des äußeren Magnetfeldes pflanzen sich drei geradlinig polarisierte Wellen der Perioden $T_0 - \delta T$, T_0, $T_0 + \delta T$ fort, von denen die mittlere parallel, die beiden äußeren senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert sind. Man nennt diese drei Wellen das „normale Triplet“.

b) Parallel zu den Kraftlinien des äußeren Magnetfeldes pflanzen sich zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen der Perioden $T_0 + \delta T$ und $T_0 - \delta T$ fort. Im Falle positiver Ionenladung ist die rechts polarisierte Welle die längere, die links polarisierte die kürzere; im Falle negativer Ladung gilt das Umgekehrte. Man nennt diese zwei Wellen das „normale Duplet“.

Alle diese Folgerungen sind experimentell von Zeeman bestätigt worden. — In Fig. 53 (a. f. S.) ist das Verhalten der blauen Quecksilberlinie 436 $\mu\mu$ im Magnetfelde dargestellt, und zwar für das senkrecht zu den Kraftlinien ausgestrahlte Licht. Die Photographie wurde an einem Interferenzspektroskop nach Lummer und Gehrcke gewonnen; im Strahlengang befand sich ein Nicolsches Prisma. Bei a) war das letztere so gestellt, daß das

senkrecht zu den Kraftlinien polarisierte Licht ausgelöscht wurde, es blieb demnach nur die mittlere, parallel zur magnetischen Kraft polarisierte Komponente T_0 des normalen Triplets übrig. Bei b) war der Nicol um 90° gedreht; jetzt wurde also die mittlere, ungeänderte Komponente des Triplets ausgelöscht, und es traten dafür die beiden seitlichen Komponenten $T_0 \pm \delta T$ auf.

Durch Beobachtung des normalen Duplets in Richtung der magnetischen Kraft ist aus dem Rotationssinn des zirkularen

Fig. 53.



Lichtes (vgl. oben) gefunden worden, daß die Ladung der Ionen **negativ** ist. Die in einem Atom schwingenden elektrischen Teilchen sind also auch dem Vorzeichen der Ladung nach mit den Kathodenstrahlkorpuskeln identisch (vgl. S. 106).

§ 46. **Anomaler Zeemaneffekt. Dissymmetrie in schwachen Feldern.** Die Natur ist oft reichhaltiger als die Phantasie des Menschen. Dies zeigte sich auch beim Zeemaneffekt. Kaum hatte Zeeman seine große Entdeckung im Einklang mit der Lorentzschen Theorie veröffentlicht, als Michelson fand, daß sehr viele Spektrallinien, zum Teil auch solche, die Zeeman untersucht hatte, im Magnetfelde in viel kompliziertere Gebilde aufgesplittert werden, als die Lorentzsche Theorie voraussehen ließ. Michelson, dann Cornu u. a. konstatierten Quadruplets, Sextets usw.; ja einzelne Quecksilberlinien zerfallen in neun Linien. Die Polarisationszustände dieser magnetisierten Spektrallinien sind von der verschiedensten Art. Runge und Paschen haben genaue Beobachtungen hierüber und über den Zusammenhang mit den Serien (vgl. § 48) angestellt. Michelson verdankte seine Entdeckung hauptsächlich dem Umstande, daß er sich eines Inter-

ferenzapparates von hohem Auflösungsvermögen bediente, während Zeeman nur mit einem Rowlandschen Gitter gearbeitet hatte.

An Erklärungen für den von der ursprünglichen, elementaren Theorie abweichenden sog. anomalen Zeemaneffekt hat es nicht gefehlt. Dieselben mögen hier übergangen werden. Man kann diese Frage noch keineswegs als gelöst betrachten, wenn auch einige Resultate dieser komplizierteren Theorien recht gut mit der Erfahrung stimmen.

Der Zeemaneffekt wurde bisher nur an Linienspektren erhalten. Die Bandenspektra zeigen keinen Zeemaneffekt, so wenig wie sie in Kanalstrahlen oder durch Druck verschoben werden (vgl. § 42 und 43). J. J. Thomson ist der Ansicht, daß der Grund hierfür darin zu suchen ist, daß die Bandenspektra durch positive Ionen mit großer Masse erzeugt werden. In diesem Falle müßte immerhin ein, allerdings schwerer nachweisbarer, Zeemaneffekt an Bandenlinien existieren.

Wenn auch nur wenige Spektrallinien einen normalen Zeemaneffekt in starken Magnetfeldern liefern, so hat es den Anschein, als ob in schwachen Feldern sich alle, oder doch fast alle Linien normal verhalten. Indessen harrt auch diese Frage noch der Entscheidung.

Die im vorigen Paragraph behandelte Theorie des normalen Zeemaneffekts ergab eine zur ursprünglichen Welle λ symmetrische Spaltung in ein Triplet oder Duplet. Eine eingehendere theoretische Behandlung, welche zuerst W. Voigt gegeben hat, läßt indes eine dissymmetrische Spaltung und auch unsymmetrische Intensitätsverhältnisse der Komponenten erwarten, und zwar bei kleinen magnetischen Feldern. In der Tat hat Zeeman diese Konsequenz der Voigtschen Theorie experimentell bestätigt. Lorentz hat neuerdings auf anderer Grundlage als Voigt ebenfalls gezeigt, daß eine Dissymmetrie des normalen Zeemaneffekts bei kleinen Feldern eintritt, indes möge hier nicht weiter darauf eingegangen werden.

§ 47. **Interferenzfähigkeit des Lichtes einzelner Spektrallinien.** Fizeau und Foucault haben zuerst darauf hingewiesen, daß eine Lichtquelle nicht unendlich viele kohärente Schwingungen auszusenden vermag, da das emittierende Teilchen nach Ablauf einer endlichen Zeit z. B. durch Zusammenstoß ge-

stört werden wird. Dies vorausgesetzt folgt, daß nur eine begrenzte Anzahl von kohärenten Schwingungen vorhanden sein kann. Hieraus aber ergibt sich, daß auch die Interferenzfähigkeit des Lichtes einer einzelnen Spektrallinie eine Grenze hat; denn oberhalb einer gewissen Größe des Gangunterschiedes der interferierenden Strahlen ist das Licht nicht mehr kohärent, und dann können auch keine Interferenzstreifen mehr zustande kommen.

Nach neueren Untersuchungen ist diese Grenze der Interferenzfähigkeit aufs engste verknüpft mit der „Breite" der Spektrallinien. Die homogensten Linien lassen auch die höchsten Gangunterschiede der interferierenden Strahlen zu. Michelson hat an der roten Cadmiumlinie 644 $\mu\mu$ Interferenzen bis 300 000 Wellenlängen Gangunterschied beobachtet; er gibt ferner an, daß man mit der grünen Hg-Linie 546 $\mu\mu$ sogar bis zu etwa $^1/_2$ m Gangunterschied der interferierenden Strahlen noch Streifen erhält. Perot und Fabry beobachteten an der grünen Quecksilberlinie Interferenzen bis zu 790 000 Wellenlängen Gangunterschied. Lummer und Gehrcke endlich haben aus Versuchen geschlossen, daß Quecksilberdampf sogar bei mehr als $2^1/_2$ Millionen Wellenlängen Gangunterschied interferenzfähige Schwingungen der grünen Linie 546 $\mu\mu$ aussendet, indes ist dieser Schluß, wie M. Laue gezeigt hat, nicht ganz stichhaltig. Immerhin aber würde aus den Versuchen von Lummer und Gehrcke folgen, daß bis zu 1 200 000 Wellenlängen Gangunterschied interferenzfähige Schwingungen vollführt werden.

Es ist bisher noch eine offene Frage, inwieweit eine an und für sich homogene Spektrallinie durch plötzliches Intermittieren der von der Lichtquelle entsandten Wellen verändert wird. — Bei einem kontinuierlichen Spektrum lassen sich ähnliche Fragen aufwerfen, ihre Beantwortung ist hier weniger schwierig. Es sei in diesem Zusammenhang auf Arbeiten von Gouy, Rayleigh, Schuster und Planck hingewiesen, welche die Natur des weißen Lichtes betreffen und die Frage nach seiner Interferenzfähigkeit erörtern.

§ 48. **Serien.** Auf Grund der in § 43 entwickelten Anschauungen ist anzunehmen, daß die einzelnen Spektrallinien ihr Dasein den in der Lichtquelle vorhandenen, schwingenden elek-

trischen Ladungen, den Ionen, verdanken. Hierbei entsteht die Frage, ob zu jeder einzelnen Spektrallinie ein besonderes, im Atomverband an ganz bestimmter Stelle liegendes Ion gehört, oder aber, ob ein einzelnes Ion befähigt ist, zugleich mehrere Wellen zu emittieren. Im ersteren Falle sollte man erwarten, daß die von verschiedenen Ionen ausgesandten Schwingungen mehr oder weniger voneinander unabhängig sind, da sie nur durch die Gruppierung der verschiedenen Ionen im Atom bedingt sind, im zweiten Falle aber würde die Vermutung nahe liegen, daß die verschiedenen, von demselben Ion emittierten Spektrallinien einfache Gesetze befolgen, etwa in einfachen Oktavenverhältnissen stehen u. dgl.

Es hat nicht an Versuchen gefehlt, unter den vielen Spektrallinien eines Stoffes einfache Beziehungen, z. B. Oberschwingungen usw., aufzufinden. Alle diese, meist nach akustischen Analogien unternommenen Bemühungen können indessen als gescheitert gelten. Dagegen hat sich herausgestellt, daß in vielen Fällen die Spektrallinien eines Stoffes nicht ganz regellos verteilt sind; es gelingt vielfach, das Spektrum (bzw. Teile desselben) durch empirisch gefundene Formeln darzustellen. Eine Reihe von Spektrallinien eines Stoffes, welche durch eine solche Formel zusammengefaßt werden, nennt man eine Serie. Eine ausreichende Erklärung für das Auftreten der Serien scheint mir bisher nicht gefunden, wenigstens keine solche Erklärung, welche geeignet erscheint, zu fruchtbaren Folgerungen, die sich an der Wirklichkeit bestätigen ließen, zu führen. Trotzdem ist an der festgestellten Tatsache der Serien nicht zu zweifeln und es erscheint der Einwand, daß hier lediglich das Spiel eines Zufalls waltet, nicht begründet.

Die Auffindung solcher Serien von Spektrallinien ist nur auf Grund genauer Wellenlängenmessungen möglich. Man hat solche Serien nicht nur bei Linienspektren, sondern auch bei Bandenspektren gefunden. Von den vielen Forschern, die sich auf diesem Gebiete hervorgetan haben, seien z. B. erwähnt: Deslandres, Schuster, Ångström, Rydberg, Kayser und Runge.

Als Beispiel einer solchen Linienserie möge die sog. zweite Serie des Wasserstoffspektrums genannt werden. Unter Benutzung neuerer Messungen gehorchen diese Linien der Formel:

$$\lambda = \frac{1}{27\,418{,}75} \cdot \frac{m^2}{m^2 - 4},$$

wo m eine ganze Zahl.

Dies ist die (verbesserte) sog. Balmersche Formel. Folgende Tabelle nach Evershed zeigt, wie genau dieses Gesetz gilt:

m	λ in $\mu\mu$		Differenz	m	λ in $\mu\mu$		Differenz
	beobachtet	berechnet			beobachtet	berechnet	
3	—	656,307	—	18	369,171	369,170	+ 0,001
4	486,09	486,152	— 0,06	19	368,705	368,697	+ 0,008
5	434,10	434,063	+ 0,04	20	368,293	368,295	— 0,002
6	410,23	410,190	+ 0,04	21	367,948	367,949	— 0,001
7	—	397,022	—	22	367,643	367,650	— 0,007
8	388,921	388,920	+ 0,001	23	367,384	367,390	— 0,006
9	383,560	383,553	+ 0,007	24	367,153	367,148	+ 0,005
10	379,805	379,804	+ 0,001	25	366,952	366,960	— 0,008
11	377,078	377,077	+ 0,001	26	366,770	366,782	— 0,012
12	375,025	375,030	— 0,005	27	366,615	366,624	— 0,009
13	373,454	373,451	+ 0,003	28	366,471	366,482	— 0,011
14	372,204	372,208	— 0,002	29	366,340	366,354	— 0,014
15	371,214	371,211	+ 0,003	30	366,214	366,240	— 0,026
16	370,399	370,400	— 0,001	31	366,116	366,135	— 0,019
17	369,722	369,729	— 0,007	∞	Ende	364,613	—

Die Abweichungen der berechneten von den beobachteten Wellenlängen liegen innerhalb der Fehlergrenze. Zu bemerken ist noch, daß die Intensität der Linien mit wachsendem m abnimmt. Bei Werten von m, die größer sind als 31, liegt nach Evershed ein schwacher, nicht weiter in einzelne Bestandteile auflösbarer Lichtschweif, der vermutlich den Rest der Serie repräsentiert.

Besonders eingehende Untersuchungen über die Serienspektren der verschiedenen Elemente sind von Kayser und Runge ausgeführt worden. Indes ist leider hier kein Raum zu näherer Darstellung dieser Arbeiten vorhanden.

Bemerkt mag noch werden, daß vielleicht durch die Untersuchung der Struktur der Linien, insbesondere auch der Gruppierung etwa vorhandener Trabanten (§ 39) die Einordnung von

Spektrallinien in eine gemeinsame Serie erleichtert werden mag. Indes existieren hierüber bisher noch keine näheren Untersuchungen. — Lenard hat neuerdings gefunden, daß die zu einer Serie gehörigen Spektrallinien von ganz bestimmten Teilen der Lichtquelle (z. B. den einzelnen Säumen der Lichtbogenentladung) emittiert werden.

V. Teil.

Anwendungen der Interferenzen zu physikalischen Messungen und in der Metrologie.

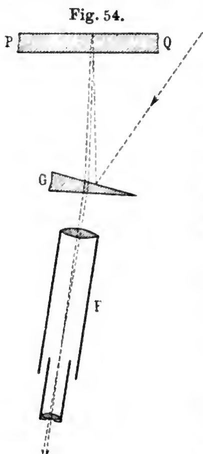
§ 49. **Bestimmung von Variationen der optischen Dicke sogenannter planparalleler Platten.** Wie aus § 29 ff. hervorgeht, gebraucht man für viele spektroskopische Zwecke planparallele Glasplatten von großer Vollkommenheit. Es ist einleuchtend, daß an zwei planparallelen Platten, deren optische Dicken sich um nur $\lambda/4$, d. h. etwa 0,0001 mm, unterscheiden, Interferenzsysteme der in § 11 behandelten Art bei senkrechter Incidenz des Lichtes entstehen würden, die zueinander in Dissonanz stehen (vgl. § 14). Wenn also in ein und derselben planparallelen Platte Fehler, d. h. Abweichungen von der Planparallelität, vorkommen, die nur 0,0001 mm betragen, so können die an ihr entstehenden Interferenzstreifen bereits unsichtbar werden.

Die bequemste, allgemein anwendbare Anordnung zur Bestimmung der Abweichungen von der gleichmäßigen, optischen Dicke ist folgende (Fig. 54 auf f. S.): Homogenes Licht einer Quecksilberlampe fällt in der Richtung des Pfeils auf das spitzwinklige Glasprisma G und wird von der Vorderfläche desselben nach der zu untersuchenden Platte PQ reflektiert. Mit dem auf ∞ akkommodierten Fernrohr F (bei nicht zu dicken Platten genügt eine einfache Lupe) beobachtet man dann durch G hindurch die Planparallelitätsringe an der Platte PQ. — Das an der Hinterfläche des Prismas G reflektierte Licht, welches nach PQ gelangt,

ist so stark zur Seite abgelenkt, daß es bei der Beobachtung in *F* nicht stört.

Bewegt man nun die Platte *PQ* parallel zu ihrer Ebene, so sieht man aus dem Zentrum der Interferenzringe neue Ringe herausquellen, wenn die Platte an der betreffenden Stelle eine kleine Vertiefung besitzt. Umgekehrt verschwinden Interferenzringe im Zentrum, wenn man an eine etwas dickere Stelle der Platte kommt. Man kann so aus der Bewegung der Interferenzringe auf die Güte der planparallelen Platte schließen und durch Messung der Verschiebung des Interferenzsystems die Fehler quantitativ bestimmen.

Fig. 54.



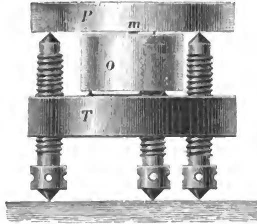
Die Fabrikanten planparalleler Platten benutzen diese Methode, um die Plattenfehler zu erkennen und sie durch lokales Nachschleifen zu verringern.

Die obige Methode hat in etwas modifizierter Form zuerst Lummer angegeben. Neuerdings ist dieselbe durch O. Schönrock sehr verfeinert worden, welcher eine Anordnung ausgebildet hat, mit der sich auch die Variationen der geometrischen Dicke finden lassen. Schönrock kann mit seinem Apparat noch eine Abweichung von der Planheit ebener Flächen wahrnehmen, welche nur 10^{-6} mm beträgt.

§ 50. **Anwendungen der Interferenzen zu verschiedenen physikalischen Messungen.** Es liegt auf der Hand, die, wie aus § 49 hervorgeht, überaus empfindlichen Interferenzstreifen bei solchen Beobachtungen zu verwenden, wo es auf die Wahrnehmung und Messung sehr geringer Längenänderungen ankommt. Das diesen Anwendungen in vielen Fällen zugrunde liegende Prinzip besteht darin, daß eine planparallele oder keilförmige (vgl. § 11 und 12) Platte mit gegeneinander beweglichen Oberflächen hergestellt wird, an denen die Körper, deren geringe Lagenänderung bestimmt werden soll, starr befestigt sind.

Fizeau hat in dieser Weise Ausdehnungskoeffizienten verschiedener Körper mit einem Apparat gemessen, dessen Hauptteil (in moderner Ausführung) in Fig. 55 dargestellt ist: Die Grundplatte *T* mit ebener, polierter Fläche ist von drei Schrauben durchbohrt; auf den Spitzen dieser ruht eine planparallele Glasplatte *P*. Man justiert die Vorrichtung so, daß zwischen der unteren Ebene von *P* und der Ebene von *T* ein schwacher Keilwinkel vorhanden ist, so daß bei geeigneter Beleuchtung des Ganzen mit homogenem Licht Interferenzen von der in § 12 behandelten Art entstehen. Bei *m* befindet sich ein kleines, an *P* befestigtes Silberscheibchen, das lediglich als Marke dient. Durch Erwärmung innerhalb bekannter Temperaturgrenzen und Abzählen der dabei an der Marke vorbeiwandernden Streifen erhält man so den Ausdehnungskoeffizienten der drei Schrauben. Um die Ausdehnung anderer Körper zu messen, wird aus dem zu untersuchenden Material eine planparallele Platte *O* hergestellt, deren obere Kreisfläche poliert ist. Es entstehen so zwischen der oberen Fläche von *O* und der unteren von *P* Interferenzen. Die durch Erwärmung des Ganzen hervorgerufene Bewegung der Interferenzstreifen ergibt die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten von *O* und den drei Schrauben; da durch die erste Messung die Koeffizienten der Schrauben bekannt sind, findet man so auch den Ausdehnungskoeffizienten von *O*.

Fig. 55



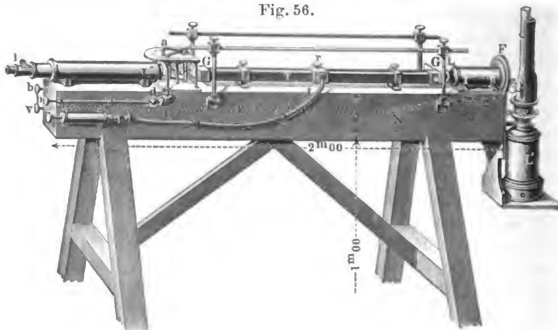
Der Fizeausche Apparat, auch genannt „Fizeausches Dilatometer", ist neuerdings mehrfach benutzt worden zu genauen Messungen über die Ausdehnung fester Körper; so unter anderen haben Benoit und Scheel viel damit gearbeitet. Abbe und Pulfrich haben den Fizeauschen Apparat in konstruktiver Hinsicht verbessert; unter anderem hat man auch das in Fig. 55 abgebildete Tischchen ganz aus Quarz — natürlich in zweckmäßig modifizierter Form — hergestellt.

Perot und Fabry haben ein empfindliches Elektrometer erfunden, das im Grunde mit einer planparallelen versilberten Luft-

platte (§ 28) identisch ist. Die eine der beiden Plattenoberflächen ist fest, die andere beweglich in der Richtung der Normale der Platte. Wenn mithin die (durchsichtig versilberten) Oberflächen zu einer Potentialdifferenz aufgeladen werden, findet eine Anziehung und infolgedessen eine Verkleinerung der Dicke der Platte statt. — Perot und Fabry haben mit diesem Instrument genaue Spannungsmessungen von Normalelementen u. dgl. angestellt.

Grüneisen hat sich ebenfalls der an einer planparallelen versilberten Luftplatte auftretenden Interferenzringe bedient, um Elastizitätskoeffizienten von dicken Metallstäben zu messen.

Fig. 56.



Lummer verwandte die Herschelschen Interferenzstreifen in der Nähe der Totalreflexion (vgl. § 20) zur Konstruktion eines Interferenzphoto- und -pyrometers. Da dieses geistvolle Instrument indes bisher noch nicht so weit durchkonstruiert ist, daß es praktischen Zwecken dienen könnte, so mag auf eine nähere Beschreibung an dieser Stelle verzichtet werden.

Auch die an zwei beugenden Öffnungen entstehenden Interferenzstreifen (vgl. § 23) sind vielfach für Meßzwecke herangezogen worden. Der erste, welcher diese Methode benutzte, war wohl Arago. In Fig. 56 ist der von Arago benutzte Apparat wiedergegeben. Das von der Lampe L' ausgesandte Licht fiel auf eine bei F befindliche spaltförmige Öffnung und durchsetzte die Linse L; FL repräsentierte einen auf ∞ gestellten Kollimator.

Sodann teilte sich das Licht in zwei Anteile: der eine ging durch die Luft in das Objektiv L'' des Beobachtungsfernrohres, der andere durchsetzte parallel zu dem ersten eine Röhre T, in der komprimierte bzw. feuchte Luft u. dgl. enthalten war; die Verschlußplatten GG der Röhre T waren zwei gute Glasplatten, die auch in den vom ersten Lichtanteil durchlaufenen Raum hineinragten. Sonach bestand der einzige Unterschied zwischen den beiden interferierenden Strahlen darin, daß der eine durch gewöhnliche Zimmerluft, der andere durch die in der Röhre T eingeschlossene Luft gegangen war; wurde die letztere komprimiert oder verdünnt, so wanderte das Interferenzstreifensystem. — Bei a und h befand sich ein „Kompensator", auf dessen Beschreibung hier verzichtet werden möge.

Arago konnte mit diesem Apparat unter anderen zeigen, daß feuchte Luft einen größeren Brechungsexponenten besitzt als trockene Luft. Später hat man diese Methode von Arago weiter ausgebaut und speziellen Zwecken angepaßt, insbesondere geschah dies durch Fizeau, Michelson und Macé de Lépinay (vgl. § 51, 53 und 59).

§ 51. **Anwendungen der Interferenzen in der Astronomie.** Wie in § 37 gezeigt wurde, ist der Auflösungskraft jedes Fernrohres mit noch so vollkommener Dioptrik durch die Beugung des Lichtes an der Eintrittsöffnung eine Grenze gezogen. Diese Beugung macht sich in gleicher Weise wie bei den Refraktoren auch bei jedem Spiegelteleskop geltend; denn überall, wo ein Stück der von einem sehr fernen Stern herkommenden, nahezu ebenen Welle in einen Apparat eintritt, ist notwendigerweise auch Gelegenheit zum Auftreten gebeugter Strahlen gegeben; hierdurch aber ist eine Verwaschung des nach den Regeln der geometrischen Optik punktförmigen Abbildes eines als ∞ fern angesehenen Sternes bedingt.

Trotz dieses Umstandes, welcher der Leistungsfähigkeit der astronomischen Fernrohre ein schier unübersteigliches Hindernis entgegenzusetzen scheint, ist es doch möglich, mit einem gegebenen Instrument Winkeldifferenzen viel genauer zu messen, als den Beugungswinkeln der an der Eintrittspupille gebeugten Strahlen entspricht. Dieses Faktum hat wohl zuerst Fizeau klar erkannt. Fizeau sagt:



„Il existe en effet pour la plupart des phénomènes d'interférence ... une relation remarquable et nécessaire entre la dimension des franges et celle de la source lumineuse, en sorte que des franges d'une ténuité extrême ne peuvent prendre naissance que lorsque la source de lumière n'a plus que des dimensions angulaires presque insensibles; d'où, pour le dire en passant, il est peut-être permis d'espérer qu'en s'appuyant sur ce principe et en formant par exemple, au moyen de deux larges fentes très-écartées, des franges d'interférence au foyer des grands instruments destinés à observer les étoiles, il deviendra possible d'obtenir quelques données nouvelles sur les diamètres angulaires de ces astres."

Diese Erwartungen Fizeaus haben sich in der Tat bestätigt. Stéphan führte bereits im Jahre 1874 einige Interferenzversuche an Fixsternen aus, ohne indessen eine meßbare Größe für die Durchmesser derselben zu finden. Michelson aber gelang es

Fig. 57.



die Durchmesser von vier Jupitermonden mittels Interferenzen zu messen. Die von ihm benutzte Anordnung ist in Fig. 57 im Prinzip wiedergegeben; dieselbe besteht einfach darin, daß vor das Objektiv eines Fernrohres ein metallischer Schirm mit zwei spaltförmigen parallelen Öffnungen gesetzt ist, deren gegenseitige Distanz mittels einer drehbaren Stange vom Platze des Beobachters aus verändert werden kann; bei Beleuchtung mit einem einzelnen Stern entstand somit in der Brennebene des Fernrohres die Beugungsfigur zweier spaltförmiger Öffnungen, wie sie früher (vgl. § 23) näher behandelt worden war und wie sie unter anderen auch Arago zu anderen Zwecken (vgl. § 50) verwandte. Die in der Mitte dieses Beugungsbildes auftretenden Interferenzen sind nun geeignet, über die Größe des betreffenden Himmelsobjektes Aufschluß zu gewähren. Nehmen wir zunächst der Einfachheit halber an, wir hätten einen Doppelstern vor uns, d. h. zwei äußerst nahestehende, für uns punktförmige Fixsterne. Dann wird jeder einzelne Stern sein System von Interferenzstreifen in dem von ihm herrührenden

Beugungsbilde liefern. Obwohl aber die von jedem einzelnen Stern erzeugten Helligkeiten in der Brennebene des Fernrohres fast vollständig aufeinanderfallen und eine Trennung derselben nicht möglich ist, so werden die in ihnen erzeugten Interferenzstreifen beider Systeme etwas gegeneinander verschoben sein und zwar um den Betrag, welcher dem Winkel ε zwischen beiden Sternen entspricht. Wenn man nun durch Veränderung der Distanz der beiden Beugungsspalten die Streifensysteme um eine halbe Streifenbreite gegeneinander verschiebt, derart also, daß die Maxima des einen Systems auf die Minima des andern fallen, so ist:

55) . . . . $$\varepsilon = \frac{\lambda/2}{s},$$

wobei s die betreffende Distanz der Beugungsspalte bedeutet. Im Falle eines Doppelsterns, der aus zwei gleich hellen Sternen besteht, hat man also nur diejenige Entfernung s der beiden Spalten zu suchen, bei welcher die Interferenzstreifen verschwinden (Stellung der „Dissonanz"; vgl. § 14 und § 24), um dann aus Gleichung 55) die Größe ε zu entnehmen. — Ähnliche Betrachtungen lassen sich auch auf einfache Sterne, die aber nicht mehr als punktförmig angenommen werden können, sondern eine, allerdings äußerst kleine Fläche repräsentieren, übertragen; die Theorie hierfür ist etwas verwickelter und von Michelson angegeben worden. Die von Michelson mit einem Refraktor des Lick-Observatoriums (Californien) gefundenen Zahlen für die Durchmesser der Jupitertrabanten sind folgende:

I	II	III	IV
1,02″	0,94″	1,37″	1,31″

Hamy hat 1899, indem er sich mehr an die Anordnung Stéphans anlehnte, die Beobachtungsmethode Michelsons verbessert, indem er statt der von Michelson angewandten, sehr engen Beugungsspalte große, rechteckige Öffnungen vor das Objektiv des Fernrohres setzte; hierdurch wird die Lichtstärke der Erscheinungen bedeutend erhöht. Die Theorie dieser Anordnung ist von Hamy angegeben worden. Hamy fand mit einem Refraktor der Pariser Sternwarte für die Jupitertrabanten die Durchmesser:

I	II	III	IV
0,98″	0,87″	1,28″	1,31″,

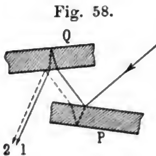
und ferner für den Planet Vesta 0,54″.

Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß es gelingt, auch Größenbestimmungen der nächsten Fixsterne mit Hilfe von Interferenzbeobachtungen zu machen. Michelson hat verschiedene Anordnungen ersonnen, die hier vielleicht mit Erfolg benutzt werden könnten, aber dieselben sind bisher meines Wissens nicht praktisch erprobt worden.

Beim Mikroskop wird in ähnlicher Weise wie beim Fernrohr das Auflösungsvermögen durch Beugung des Lichtes beschränkt (vgl. § 37). Möglicherweise kann man auch hier durch Interferenzversuche Fortschritte erzielen und Messungen an sehr kleinen Körpern anstellen, die unter die gewöhnliche Sichtbarkeitsgrenze fallen. Indessen existieren hierüber bisher keine Untersuchungen.

§ 52. **Interferentialrefraktor von Jamin.** Dieser, für Messungen sehr viel angewandte Apparat beruht auf den sog. „Brewsterschen Interferenzstreifen". Letztere entstehen in folgender Anordnung (vgl. Fig. 58).

Fig. 58.



Das Licht einer ausgedehnten Lichtquelle fällt auf eine planparallele Glasplatte P und wird hier in zwei Anteile, die an der Vorder- und Hinterfläche reflektierten Strahlen, gespalten. Die Strahlen treffen sodann eine zweite, planparallele Glasplatte Q, welche mit P identisch ist. Von jedem der beiden neuen, an der Vorder- und Hinterfläche von Q abgespaltenen Anteilen berücksichtigen wir hier nur die in der Fig. 58 angegebenen, welche zwei parallele Strahlen 1 und 2 von sehr kleiner Wegdifferenz ergeben.

Man ersieht hieraus, daß eine ausgedehnte Lichtquelle, welche unter den verschiedensten Einfallswinkeln Licht auf die Platte P entsendet, Gelegenheit zur Entstehung von Interferenzkurven gibt, die durch Vereinigung aller, den Strahlen 1 und 2 entsprechenden Strahlen in der Brennebene einer Linse zustande kommen. Diese, als „Brewstersche Interferenzen" bezeichneten Kurven liegen mithin im Unendlichen, gerade so wie die früher

besprochenen Planparallelitätsringe; sie treten auch im weißen Licht auf, da der Gangunterschied der interferierenden Strahlen nur klein ist.

Wenn man die übrigen, bei der Reflexion des Lichtes an der Platte Q entstehenden Strahlen berücksichtigt, so kommen zu den bisher erwähnten Interferenzkurven, die aus 1 und 2 gebildet werden, noch neue, aber von anderen Gangunterschieden, hinzu. Dieselben sind von Lummer (1884) gefunden worden, welcher auch den Verlauf der Erscheinungen in ihrer Abhängigkeit vom Einfallswinkel eingehend studiert hat. — Blasius und E. Schmidt haben die für verschieden dicke Platten P und Q auftretenden Interferenzen und ferner den Einfluß unsymmetrischer Plattenstellungen untersucht.

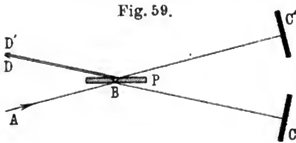
Die Fig. 58 repräsentiert im Prinzip einen Interferentialrefraktor, wie er von Jamin ausgeführt wurde. Der Vorteil dieses Apparates vor dem von Arago benutzten (vgl. § 50) besteht darin, daß die interferierenden Strahlen 1 und 2 auf ihrem Wege zwischen den beiden Platten P und Q um ein beträchtliches Stück räumlich voneinander getrennt sind. Es kann deshalb hier unschwer ein beliebiger Körper (z. B. ein Gas) in den Weg eines Strahles eingeschaltet werden, sei es z. B., daß es sich darum handelt, sehr kleine Brechungsexponenten oder Veränderungen von Brechungsexponenten mit der Temperatur u. dgl. zu messen. Derartige Anwendungen hat Jamin selbst von seinem Apparat gemacht. Zehnder und Mach haben dem Jaminschen Apparat ähnliche Interferenzrefraktoren konstruiert; Mach hat mit dem seinigen unter anderen die Verdichtungen und Verdünnungen der Luft in der Flugbahn einer abgeschossenen Kugel studiert.

§ 53. **Modifikationen von Michelsons Interferometer.** Das in § 13 beschriebene Interferometer von Michelson ist von seinem Erfinder nicht nur zu den verschiedenartigsten Zwecken benutzt, sondern auch dem jeweiligen Zweck entsprechend umgestaltet worden. Wie man aus Fig. 9 auf Seite 23 unschwer erkennt, besteht das Prinzip des Interferometers darin, daß an einem gegebenen Lichtstrahl durch einen halbdurchlässigen Spiegel eine Teilung des Lichtes in zwei Anteile bewirkt wird, die, nachdem sie verschiedene Wege zurückgelegt haben, wieder an denselben Ort zurückkehren, an dem sie sich trennten. Es ist hierbei



unwesentlich, ob die Strahlen, wie in Fig. 9, senkrecht auf einander stehende Lichtwege zurücklegen oder nicht. Nebenstehend abgebildete Anordnung (vgl. Fig. 59), welche Michelson angegeben hat, läuft z. B. in ihrer Wirkung genau auf diejenige der in Fig. 9 dargestellten hinaus; sie ist wohl ohne weiteres aus der Figur verständlich. Das gleiche dürfte für die etwas kompliziertere, in Fig. 60 wiedergegebene Modifikation des Interferometers gelten.

Fig. 59.



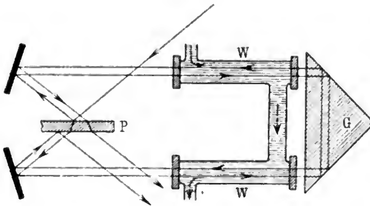
Sehr sinnreich ist der folgende, in einzelnen Teilen schon von Fizeau ersonnene Strahlengang (vgl. Fig. 61). Hier tritt die

Fig. 60.



Teilung des Lichtes an der Platte P ein und es haben die beiden Strahlen den aus der Figur ersichtlichen Verlauf; G ist ein totalreflektierendes Glasprisma. — An dieser Anordnung haben Michelson und Morley die Mitführung des Äthers mit einer bewegten Flüssigkeit (Wasser) untersucht; das Wasser durchströmte das in Figur 61 dargestellte Gefäß W, bestehend aus zwei Röhren, die an den Enden mit planparallelen Platten verschlossen waren. Man ersieht, daß von beiden Lichtanteilen der eine mit dem Wasser, der andere entgegengesetzt sich fortpflanzt. — Michelson und Morley wiederholten mit diesem Apparat ein bereits von Fizeau angestelltes Experiment in verfeinerter, weit verbesserter Form. Sie

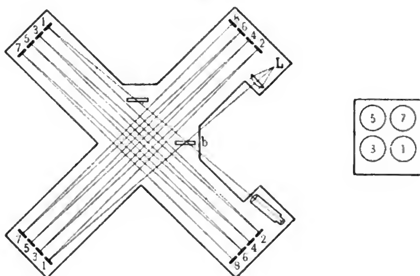
Fig. 61.



fanden in der Tat eine Verschiebung der Interferenzstreifen durch das bewegte Wasser, welche ihrer Richtung und Größe nach mit der aus der Lorentzschen Theorie der Elektrodynamik berechneten übereinstimmte.

Ganz denselben Strahlengang wie in Fig. 61 verwandte Doubt, um eine etwaige Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Intensität aufzufinden. Er konstatierte, daß die Geschwindigkeit des Lichtes bis auf weniger als 57 cm/sec konstant bleibt, wenn man die Intensität im Verhältnis 1 : 290000 variiert.

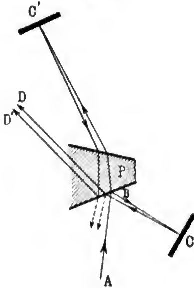
Fig. 62.



Endlich mag noch folgende Anordnung erwähnt werden (Fig. 62): Das Licht, weches von der Quelle L herkommt, wird hier an der planparallelen Platte b geteilt und jeder der beiden Strahlen an den vielen ebenen Spiegeln 1, 2, 3 ... mehrfach hin und her reflektiert, so daß die Wege, welche die Strahlen bis zu ihrer Wiedervereinigung zurücklegen, sehr lang werden. Michelson, welcher diese Anordnung zuerst ausgeführt hat, untersuchte mit ihr den Einfluß der Bewegung der Erde auf den Lichtäther. Die gleiche Untersuchung wiederholten sodann Michelson und Morley. Auf die Deutung dieser, bisher negativ ausgefallenen Versuche möge hier nicht näher eingegangen werden. Erwähnt mag noch werden, daß auch Morley und Miller mit der durch Fig. 62 dargestellten Anordnung Michelsons, aber in verfeinerter und verbesserter Form, zu demselben negativen Resultat wie Michelson und Michelson und Morley gelangt sind.

Bei allen diesen Modifikationen des Michelson schen Interferometers bedient man sich zur Trennung des Lichtes in zwei Strahlen einer planparallelen, meist durchsichtig versilberten Glasplatte. Dabei wird auch Licht an der Hinterseite der Glasplatte reflektiert und hierdurch entsteht neben den Interferenzen des Interferometers noch ein neues Streifensystem, welches meist unerwünscht ist. Laue[1]) hat den Vorschlag gemacht, diesen Übelstand dadurch zu beseitigen, daß man an Stelle der planparallelen Glasplatte ein Glas prisma von geeignetem Winkel anwendet, derart, daß das die Hinterfläche des Prismas treffende Licht unter dem Polarisationswinkel auffällt, so daß dort keine Reflexion zustande kommt. In Fig. 63 ist die Lauesche Anordnung skizziert: Der Lichtstrahl AB, welcher senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, fällt auf die Vorderfläche des Glasprismas P auf; er teilt sich hier in die beiden Strahlen BC und BC', von denen der letztere die Hinterfläche des Prismas P unter dem Polarisationswinkel trifft; es findet hier sonach keine Reflexion statt. Der von dem Spiegel C' reflektierte Lichtstrahl wird auch beim Wiedereintritt in das Prisma P ungeschwächt hindurchgelassen, da er wieder nahe unter dem Polarisationswinkel einfällt. — Praktisch ausgeführt worden ist meines Wissens diese Anordnung bisher nicht. Sie hat den Vorteil der Lichtstärke für sich, aber den Nachteil gegen sich, daß der eine der beiden Strahlen einen längeren Weg in Glas zurücklegt als der andere, so daß vermutlich geringe Temperaturschwankungen Verschiebungen der Interferenzen hervorrufen werden (vgl. hierzu die von Michelson benutzte Kompensationsplatte G_2 in Fig. 10, S. 24).

Fig. 63.



§ 54. **Lichtwellen als Längeneinheiten.** Das sog. absolute Maßsystem beruht bekanntlich auf drei willkürlich festgesetzten Einheiten: der Einheit der Länge (cm), der Einheit der

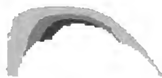
[1]) Ich verdanke die Kenntnis dieser Idee einer mündlichen Mitteilung von Herrn Laue.

Masse (g) und der Einheit der Zeit (Sekunde). Von diesen drei Einheiten beansprucht die zuerst genannte in gewissem Sinne das hauptsächlichste Interesse, da jede Messung in letzter Instanz auf der Messung einer Länge beruht. Sei es, daß wir z. B. eine elektrische Stromstärke mit Hilfe eines Galvanometerausschlages oder eine Zeitdauer mit Hilfe einer Taschenuhr messen wollen, stets bestimmen wir eine gewisse Länge, die etwa ein Zeiger auf einer Skala oder dergleichen angibt, und deuten dann diese Längenmessung in bekannter Weise um, so daß wir den Wert der zu bestimmenden physikalischen Größe erhalten. Die besondere Bedeutung der Einheit der Länge erhellt auch daraus, daß sich die an sich selbständige Einheit der Masse in ihrer Definition an die Einheit der Länge anlehnt: das Gramm ist diejenige Masse Wassers von 4° C, welche in einem Würfel von 1 cm Kantenlänge enthalten ist.

Hieraus ist ersichtlich, daß jede Festsetzung über die Längeneinheit von der größten Wichtigkeit ist nicht nur für jedes Messen überhaupt, sondern auch deshalb, weil sie mit der zweiten Grundeinheit, der Masse, aufs engste verknüpft ist, derart, daß jede Variation der Längeneinheit auch eine Variation der Masseneinheit zur Folge hat.

Die gesetzliche, internationale Längeneinheit ist ein in Paris aufbewahrter Stab aus Platiniridium; die Entfernung zweier auf diesem Normalmaßstab befindlicher Marken definiert man als die Länge 1 m. Hierbei ist vorausgesetzt, daß der Stab die Temperatur 0° hat.

Als gesetzliche, internationale Masseneinheit dient ein ebenfalls in Paris aufbewahrter Normalkörper aus Platiniridium, den man möglichst genau gleich dem Gewicht von 1 cdm Wasser gemacht hat. Nun ist es klar, daß derartige Einheiten nur dann dauernde Gültigkeit haben können, wenn man sicher ist, daß sie während sehr langer Zeiten sich ungeändert erhalten. Es bestehen Gründe, die insbesondere Änderungen der gesetzlich festgelegten Längeneinheit erwarten lassen. Wie Benoit mittels Interferenzbeobachtungen an Fizeaus Dilatometer (vgl. § 50) gezeigt hat, erleiden Stäbe aus Bronze und ähnlichen Materialien dauernde Längenänderungen, wenn man sie mehrmals hintereinander Temperaturschwankungen von noch nicht 100° aussetzt. An Stäben aus Platiniridium sind solche thermischen



Nachwirkungserscheinungen bisher zwar nicht nachweisbar gewesen, aber niemand kann wissen, ob nicht im Laufe der Zeit und trotz aller noch so vorsichtiger Behandlung auch das Urnormal des Meters kleine Änderungen erleidet.

Man hat aus diesen Gründen vorgeschlagen, die Einheit der Länge nicht durch einen willkürlich herausgegriffenen festen Körper, sondern durch eine Lichtwelle zu definieren. Die von einer Quelle homogenen Lichtes ausgesandten Wellenzüge repräsentieren in der Tat eine Skala von unveränderlicher Qualität. So sagt z. B. schon Fizeau: „Un rayon de lumière avec ses séries d'ondulations d'une ténuité extrême, mais parfaitement régulières, peut-être considéré, en quelque sorte, comme un micromètre naturel de la plus grande perfection.“ Hierauf fußend, hat man folgendes Maßsystem vorgeschlagen:

a) Als Einheit der Länge die Wellenlänge einer bestimmten homogenen Lichtart im Vakuum.

b) Als Einheit der Masse die Masse eines Würfels destillierten Wassers von 4°, der die obige Wellenlänge zur Kante hat.

c) Als Einheit der Zeit die Schwingungsdauer obiger Welle.

Dieses Maßsystem würde vor dem jetzt gebräuchlichen den Vorteil haben, völlig frei zu sein von allen Festsetzungen, die auf einen einzelnen, festen Körper Bezug haben, dessen Verhalten man nicht kennt und über welchen man eine von vornherein unwahrscheinliche Annahme machen muß. Insbesondere trifft dies auch für die unter c) angeführte neue Zeiteinheit zu, denn diese involviert nur eine genaue Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit; unsere alte Einheit, die Sekunde, hat dagegen zur Voraussetzung, daß die Rotation der Erde um ihre Achse mit gleichförmiger Geschwindigkeit erfolgt — eine Annahme, welche sicherlich eines Tages berichtigt werden wird.

So einleuchtend die Vorteile des obigen neuen Maßsystems sind, so schwierig ist die praktische Verwirklichung desselben. Wenn man auch vielleicht zugeben kann, daß das neue System, wie Macé de Lépinay dies ausgedrückt hat, mehr als jedes andere ein „absolutes“ System sein würde, da es von jedem materiellen Maßstab frei ist, so muß man doch im Auge behalten, daß es selbstverständlich keineswegs von aller Materie losgelöst

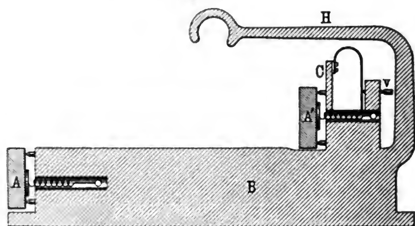
dasteht. Die Schwierigkeit liegt vor allem in der Festsetzung einer geeigneten Quelle homogenen Lichtes. Wie wir früher gesehen haben, gibt es in der Natur keine noch so feine Spektrallinie, welche nicht einen gewissen Wellenlängenbezirk von endlicher Breite enthielte. Wenn wir also mit Michelson z. B. die rote Cadmium„linie“, wie sie von einem Cadmiumdampf enthaltenden Geißlerschen Rohr ausgestrahlt wird, als Einheit festsetzen, so erhalten wir damit zwar sozusagen einen Maßstab mit überaus vielen und äquidistanten Strichen, aber die Anzahl der Striche unseres Maßstabes ist keineswegs eine beliebig große, vielmehr eine durch die Grenze der Interferenzfähigkeit beschränkte (vgl. § 47) und damit wird auch die Genauigkeit, mit der die Einheit definiert werden kann, begrenzt. So z. B. liefert die rote Cadmiumlinie nach Michelson bis rund 300000 Wellenlängen Gangunterschied Interferenzen; darüber hinaus verschwinden die Interferenzen bzw. werden undeutlich (vgl. S. 27, Anmerkung). Ferner aber steckt in einer solchen Definition eine derartige Fülle von höchst willkürlichen Festsetzungen, daß man die Frage nicht von der Hand weisen kann, ob es nicht einen anderen, einfacheren Weg gibt, um eine genaue, für lange Zeit gültige Einheit der Länge festzusetzen.

Die bisherigen Arbeiten, welche auf die Einführung der neuen Maße hinzielen, haben vor allen Dingen den Anschluß an die bisher gebräuchlichen Einheiten zu erbringen versucht. Am weitesten gefördert ist die Auswertung der Längeneinheit, des Meters, in Wellenlängen von Cadmiumstrahlen. Auch der Anschluß der neuen Masseneinheit an das Normalkilogramm ist bereits recht weit gediehen. Betreffs der Zeiteinheit, welche eine überaus genaue Neubestimmung der Lichtgeschwindigkeit erfordern würde, liegen bisher noch keine Beobachtungen vor.

§ 55. **Michelsons Auswertung des Meters in Lichtwellen.** Die Genauigkeit, mit welcher sich der Abstand zweier Interferenzstreifen messen läßt, hängt ab von der Intensitätsverteilung derselben. Je steiler der Intensitätsabfall vom Maximum zum Minimum, desto größer die Meßgenauigkeit. So kann man beispielsweise den Abstand zweier Ordnungen in einem Beugungsspektrum, je nach der Auflösungskraft des benutzten Gitters, auf $^1/_{10000}$ und noch genauer messen. Die Meßgenauig-

keit von Interferenzen mit sinusartiger Intensitätsverteilung ist geringer; wir wollen sie auf einige Prozent des Abstandes veranschlagen. Diese Angabe setzt voraus, daß man etwa einen Spinnenfaden in einem Fernrohr oder dergleichen auf die Interferenzstreifen — oder auf eine photographische Reproduktion derselben — einstellt. Wenn man an Stelle dieser subjektiven Methode eine objektive, etwa eine bolometrische oder photometrische setzen würde, mit welcher die Kurve der Intensitätsverteilung sehr genau aufgenommen werden könnte, so würde natürlich die Genauigkeit der Messung beträchtlich größer werden. Bisher hat man indes meines Wissens diesen Weg nicht beschritten, sondern sich mit der viel einfacher zu bewerkstelligenden, subjektiven Ablesung begnügt.

Fig. 64.



Die Ausmessung des Meters in Wellenlängen erfordert zwei getrennte Operationen: 1. Die Bestimmung der Anzahl von Wellenlängen, welche auf einer gegebenen planparallelen Luftplatte von mittlerer Temperatur und normalem Barometerstand enthalten sind, 2. die Vergleichung dieser Distanz mit dem in § 54 genannten Normalmeterstab.

Die unter 1. genannte Operation könnte man sich mit Hilfe des in Fig. 10 auf S. 24 abgebildeten Interferometers folgendermaßen ausgeführt denken: Man ersetzt den festen Spiegel M_1 durch zwei feste Spiegel A und A', von denen jeder nur halb so groß ist als M_1; A und A' sind, etwa in der durch Fig. 64 dargestellten Weise, an einem massiven Block B mit zueinander parallelen Ebenen, aber in verschiedener Höhe befestigt, derart, daß die Distanz der beiden Vorderflächen von A und A' genau

1 m beträgt. Dann wird im Gesichtsfeld des Fernrohres E (vgl. Fig. 10), falls Planparallelitätsringe sichtbar sind, ein doppeltes Ringsystem auftreten müssen: das eine herrührend von den an der Platte A, das andere von den an der Platte A' gebildeten Interferenzen. Man denke sich jetzt den Spiegel M_2 so lange durch Drehen an der Kurbel verschoben, bis das eine Ringsystem in Fortfall kommt: dann ist der Gangunterschied = 0. Von diesem Punkte anfangend, würde man jetzt die Schraube so lange zu drehen haben, bis der Spiegel M_2 in eine Entfernung gerückt ist, wo die zweiten Interferenzringe den Gangunterschied O besitzen. Die inzwischen durch das Gesichtsfeld gegangene Anzahl von Interferenzringen wäre dann gleich der doppelten Anzahl Wellenlängen, welche in der Luftschicht zwischen den Oberflächen von A und A', d. h. auf der Länge 1 m, liegen können.

Diese prinzipiell sehr einfache Operation läßt sich praktisch nicht ausführen, weil die angewandten Cadmiumlinien (und auch alle anderen bisher bekannten Spektrallinien) zu inhomogen sind, um bei so hohen Gangunterschieden, wie sie einer planparallelen Luftplatte von 1 m Dicke entprechen, noch Interferenzen geben zu können (vgl. § 54). Michelson nahm deshalb an Stelle eines 1 m langen „Etalons" einen solchen von nur 10 cm Länge der in Fig. 64 dargestellten Form; ein solcher gibt sehr gute Interferenzen mit den Cadmiumlinien. Dieser Etalon wurde sodann zehnmal genau um seine eigene Länge an einem mit dem Prototyp geeichten Meterstab entlang verschoben; die verbleibende Differenz zwischen dem zehnmal verschobenen Etalon und dem Meterstab läßt die Abweichung des Etalons vom wahren Wert 10 cm bestimmen.

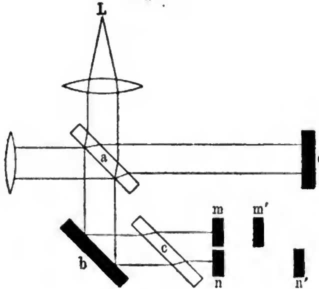
Durch diese zehnfache Operation der Verschiebung des Etalons werden auch die Fehler, die der ganzen Ausmessung des Meters anhaften, zehnmal so groß. Wenn wir annehmen, daß wir bei der Ausmessung der Interferenzen keinen Fehler größer als $^1/_{10}$ Ringabstand begehen, entsprechend also $^1/_{20}$ Wellenlänge in der Längenbestimmung des Etalons, so ist der durch die zehnmalige Verschiebung erhaltene Wert des Meters nur noch auf $^1/_2$ Wellenlänge genau. Je weniger oft ein Etalon verschoben zu werden braucht, d. h. je größer er ist, um so genauer die Messung des Meters in Wellenlängen. Für Cadmiumlicht noch günstig fand Michelson den 10 cm langen Etalon, der bei etwa 310 000 Wellen-



längen Gangunterschied Interferenzen mit der roten Linie 644 $\mu\mu$ ergibt.

Aus dieser letzten Zahlenangabe geht hervor, daß die direkte Ausmessung des 10 cm langen Etalons in Wellenlängen eine kaum zu leistende Arbeit ist, da die Auszählung der 310000 Interferenzringe — ganz abgesehen von der Gefahr des falschen Zählens — eine sehr lange Zeit in Anspruch nehmen würde. Michelson hat deshalb folgenden Kunstgriff ersonnen, um diese Schwierigkeit zu umgehen: er verschafft sich außer dem obigen, 100 mm großen Etalon Nr. I noch eine Reihe von Zwischenetalons Nr. II, III, IV, ... IX, deren Längen 50, 25, 12,5 . . . . . 0,360625 mm betragen, die also genau $= 1/_2$, $1/_4$, $1/_8$ . . . . . $1/_{256}$ des Etalons I sind. Man kann solche Zwischenetalons mit derselben Genauigkeit herstellen wie den längsten Etalon I, welcher Interferenzen ergibt; hier wird die Meßgenauigkeit durch Anwendung einer größeren Anzahl von Etalons nicht beeinträchtigt. Man sieht dies ein, wenn man sich die Beobachtungen vergegenwärtigt, die zur Herstellung dieser Zwischenetalons führen. Michelson verfährt folgendermaßen (vgl. Fig. 65): $m\,m'$ mögen den Platten A und A' der Fig. 64 entsprechen, n und n' gleichfalls, und es sei $m\,m'$ der kürzere, $n\,n'$ der längere Etalon. Letzterer soll genau doppelt so lang als ersterer werden. Die Platte a ist die halbversilberte Platte des Interferometers, c die Korrektionsplatte, b und d sind ebene Metallspiegel. Man sieht hieraus, daß d der eine der beiden in Fig. 10 mit M_1 und M_2 bezeichneten Spiegel ist; Michelson nennt d die „reference plane“. Er verfährt nun so, daß zunächst die Spiegel n und m in genau die gleiche Ebene gebracht werden; dies wird daran erkannt, daß von beiden mit der Referenzebene in einer gewissen Stellung der letzteren die Interferenzen einer keilförmigen Platte im weißen Licht erzeugt

Fig. 65.



werden. Wenn jetzt die Referenzebene *d* rückwärts bewegt wird, so wird man an eine Stellung kommen, wo an dem Spiegel *m'* Interferenzen im weißen Licht zustande kommen. Nachdem dies erreicht ist, wird der kurze Etalon *mm'* derart verschoben, daß die Ebene *m* an denselben Ort kommt, wo soeben die Ebene *m'* lag. Dies wird wieder am Auftreten von Interferenzen im weißen Lichte erkannt. *m'* liegt dann mit *n'* genau in der gleichen Ebene, vorausgesetzt, daß *mm'* genau halb so groß wie *nn'* ist. — Auf diese Weise kann man so durch genaue Justierung und Einstellung auf einen einzelnen Interferenzstreifen (den mittelsten, schwarzen) im weißen Lichte zwei Etalons herstellen, von denen der eine bis auf einen geringen Bruchteil der Wellenlänge gerade doppelt so viel Wellenlängen umfaßt als der andere.

Nachdem Michelson durch mehrfache Wiederholung dieses Prozesses an den verschiedenen Etalons bis zu dem kleinsten von etwa 0,360 625 mm fortgeschritten war, konnte die direkte Auszählung der von letzterem umfaßten Wellenlängen erfolgen. Es wurde jetzt statt mit weißem Licht mit Cadmiumlicht beleuchtet, unter Erzeugung der an einer planparallelen Luftplatte im Unendlichen erzeugten Interferenzringe. Es fand sich so das Resultat, daß dieser kleinste Etalon (abgesehen von Bruchteilen) 1212 ganze Wellenlängen der roten Cadmiumlinie umfaßte. Diese letztere Zahl wurde also durch direktes Auszählen der Interferenzringe gefunden.

Nachdem die Zahl der im kleinsten Etalon IX enthaltenen Wellenlängen bekannt war, ergab sich die ganze Zahl der im nächsten Etalon VIII enthaltenen Wellen ohne weiteres zu 2424. Hierzu kamen aber, wie die Beobachtung lehrte, noch einige Bruchteile, deren Bestimmung leicht durch direkte Ausmessung mit Hilfe der Interferenzringe geschah. Es wurde hierdurch die Länge des Etalons VIII zu 2424,93 bestimmt. Hieraus wieder folgt die ganze Anzahl von Wellenlängen, die im Etalon VII enthalten sind, zu 4849. Die Bruchteile wurden wieder direkt gemessen usw. Schließlich fanden sich so für den Etalon I von etwa 10 cm Länge 310678,48 rote Cadmiumwellen.

Von den instrumentellen Hilfsmitteln Michelsons bei der Ausführung dieser schwierigen und mühevollen Arbeiten geben die Figg. 66 und 67 einen Begriff. Man erkennt auf denselben einen großen Kasten *P*, auf dem sich die Hauptteile der Anord-

Fig. 66.

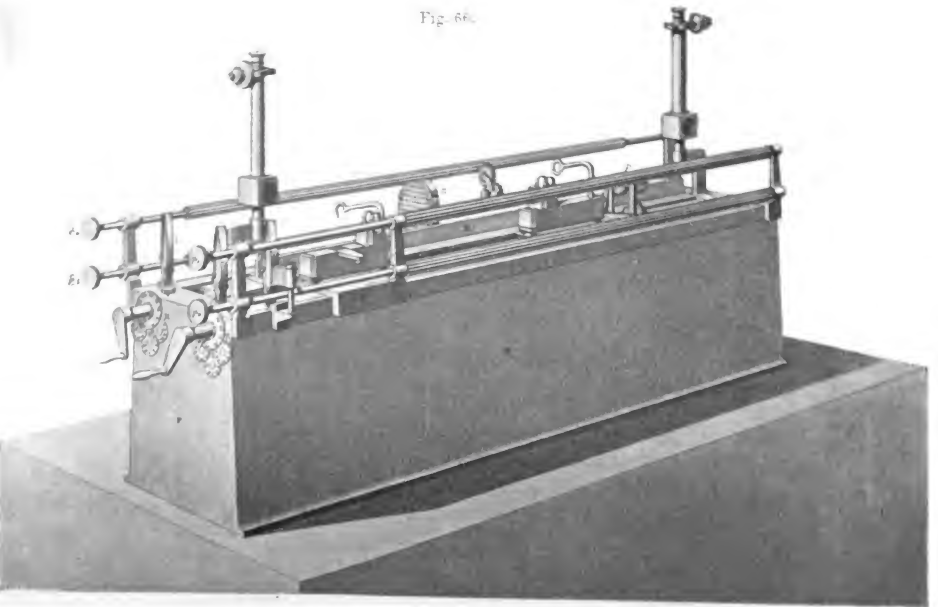
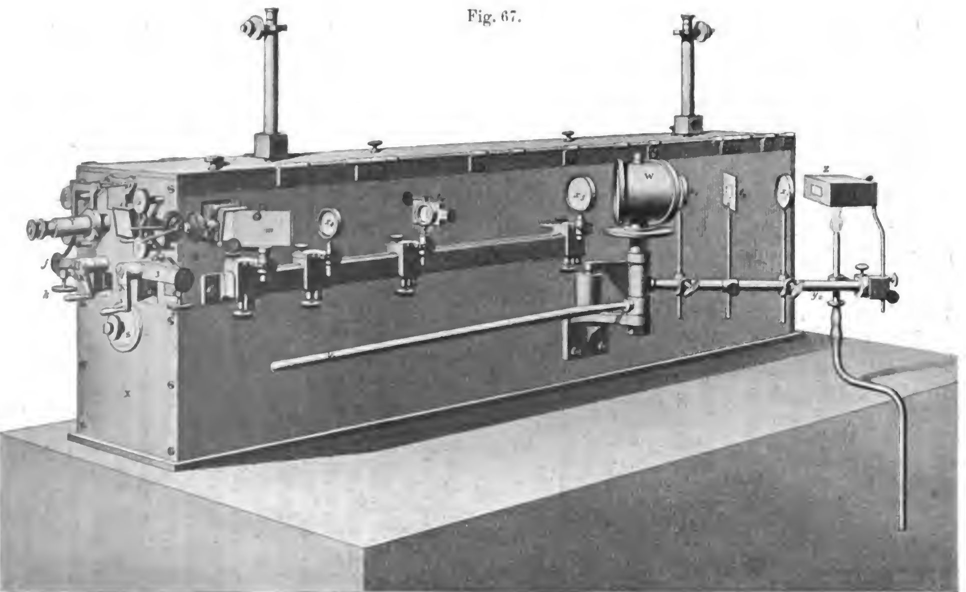


Fig. 67.



nung, wie das Interferometer mit den Etalons, befinden. Dieselben werden, wie aus Fig. 67 hervorgeht, durch einen zweiten, über das Ganze gestülpten Kasten X vollkommen verdeckt und auf diese Weise gegen Luftströmungen und Temperaturschwankungen geschirmt. Die an den Schienen q und y (Fig 67) befindlichen Teile dienen nur zur Beleuchtung und stellen im wesentlichen den Spektralapparat dar. Y ist das Beobachtungsfernrohr. Die nach oben hin gerichteten Okularenden, die in den Figuren sichtbar sind, gehören zu zwei Mikroskopen, welche zur Einstellung auf die Marken des mit im Kasten liegenden Normalmaßstabes von 1 m Länge dienen.

Als Resultat seiner zum Teil in Gemeinschaft mit Benoit ausgeführten Messungen gibt Michelson an, daß 1 m die Zahl von 1 553 163,5 rote Cadmiumwellen enthält. Desgleichen für die grüne bzw. blaue Cadmiumlinie 1 966 249,7 bzw. 2 083 372,1 Wellenlängen. Umgekehrt folgen hieraus die Werte für die Wellenlängen:

$$\lambda_{\text{rot}} = 0{,}643\,847\,22\,\mu$$
$$\lambda_{\text{grün}} = 0{,}508\,582\,40$$
$$\lambda_{\text{blau}} = 0{,}479\,991\,07$$

Die Genauigkeit dieser Zahlen schätzt Michelson auf einige Einheiten der vorletzten Dezimale.

§ 56. **Methode von Benoit zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen.** Wie aus den Darlegungen des § 55 hervorgeht, besteht die Hauptschwierigkeit bei der Ausmessung eines Interferenzstreifensystems höheren Gangunterschieds in der Bestimmung der Ordnungszahl. Die von den Lichtwellen erzeugte Skala ist vergleichbar mit einem langen Lineal mit sehr vielen äquidistanten Strichen, aber alle Striche sind völlig untereinander identisch, nirgends befindet sich ein besonders ausgezeichneter Strich, der etwa jeden zehnten oder jeden hundertsten vor seinen Nachbarn kennzeichnete

Der von Michelson eingeschlagene Weg der Zwischenetalons und der direkten Auszählung des kleinsten Etalons IX, der immerhin noch über 1000 Wellenlängen enthielt, ist recht mühsam und zeitraubend. Benoit hat eine sehr elegante und viel einfachere Methode angegeben, die Ordnungszahl eines bestimmten Interferenzstreifens durch wenige Beobachtungen und

Rechnungen zu bestimmen, — eine Methode, die allerdings voraussetzt, daß die Wellenlängen einiger Strahlen einigermaßen genau bekannt sind und daß man den Gangunterschied der interferierenden Strahlen ungefähr schon kennt.

Denken wir uns ein beliebiges Interferenzstreifensystem einer Welle λ_1, erzeugt durch Lichtstrahlen, die einen Gangunterschied in einem nicht dispergierenden Medium erhalten haben. Dann wird einer bestimmten Stelle des Interferenzfeldes etwa ein Gangunterschied:

$$\gamma = (p + \varepsilon) . \lambda_1$$

entsprechen, wo p eine ganze Zahl, ε ein Bruch sein möge. Dieser selben Stelle entspricht bei Anwendung einer Lichtart von der Wellenlänge λ_2 derselbe Gangunterschied γ, und es ist $\frac{\gamma}{\lambda_2}$ die Ordnungszahl dieser Interferenzen. Das gleiche gilt für eine dritte Welle λ_3, so daß man die Ordnungszahlen erhält:

$$56) \quad . \quad . \quad . \quad p + \varepsilon, \quad (p + \varepsilon) \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (p + \varepsilon) \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_3}, \cdots$$

Nun ist die Bestimmung des Bruchteiles ε mit einer Genauigkeit bis auf einige Prozent eine ohne Schwierigkeiten lösbare Aufgabe (vgl. § 55 Anfang), sie geschieht durch einfache mikrometrische oder ähnliche Messung. Die gesuchte Zahl p ist also diejenige ganze Zahl, welche, zu dem gemessenen Bruchteil ε einer Welle λ_1 hinzugefügt, die unter 56) genannten Ordnungszahlen berechnen läßt, deren Bruchteile andererseits auch direkt meßbar sind. Man kann so durch Vergleich der beobachteten und berechneten Bruchteile auf das richtige p schließen.

Ein Zahlenbeispiel wird dies näher erläutern. Es mögen nacheinander die Cadmiumlinien

$$57) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \begin{cases} \lambda_1 = 643{,}847 \ \mu\mu \\ \lambda_2 = 508{,}582 \\ \lambda_3 = 479{,}991 \\ \lambda_4 = 467{,}816 \end{cases}$$

zur Erzeugung der Interferenzstreifen benutzt worden sein. Ferner mögen in einem Punkte des Interferenzfeldes die Bruchteile

$$58) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \begin{cases} \varepsilon_1 = 0{,}82 \\ \varepsilon_2 = 0{,}00 \\ \varepsilon_3 = 0{,}79 \\ \varepsilon_4 = 0{,}93 \end{cases}$$

beobachtet worden sein. Die Ordnungszahl der Interferenzen möge nahezu 31 054 betragen und zwar soll diese Zahl um ± 2 Einheiten unsicher sein. Man hat dann die Wahl zwischen den Ordnungszahlen

31 052,82   31 053,82   31 054,82   31 055,82   31 056,82 für λ_1.

Andererseits berechnet sich aus 57):

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 1{,}265\,965, \quad \frac{\lambda_1}{\lambda_3} = 1{,}341\,373, \quad \frac{\lambda_1}{\lambda_4} = 1{,}376\,282.$$

Hieraus ergibt sich unter Benutzung der Ausdrücke 56) folgende Tabelle der Ordnungszahlen:

39 311,76	39 313,03	39 314,30	39 315,56	39 316,83	für λ_2,
41 653,42	41 654,77	41 656,11	41 657,45	41 658,79	für λ_3,
42 737,54	42 738,92	42 740,30	42 741,67	42 743,05	für λ_4.

Man sieht, daß nur die an zweiter Stelle stehenden Zahlen mit den berechneten Bruchteilen 0,03, 0,77, 0,92 sich an die oben angegebenen, beobachteten Werte 58) innerhalb der Beobachtungsfehler anschließen lassen. Demnach ist $p = 31\,053$ der richtige Wert für λ_1 und es sind die oben an zweiter Stelle stehenden ganzen Zahlen der Tabelle die gesuchten Größen für die anderen Wellenlängen.

§ 57. **Methode von Perot und Fabry zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen.** Wenn man den ungefähren Wert der Ordnungszahl eines Interferenzstreifensystems, wie er zur Anwendung der Methode von Benoit (§ 56) nötig ist, nicht kennt, dafür aber, wie z. B. im Interferometer von Perot und Fabry (§ 28) die Möglichkeit hat, den Gangunterschied kontinuierlich zu variieren, so kann man sich das Abzählen der einzelnen Interferenzen erleichtern, wenn man eine Art Koinzidenzmethode anwendet, welche Perot und Fabry angegeben haben. Dieselbe besteht darin, daß man mit mehreren, etwa zwei, homogenen Wellen verschiedener Farbe gleichzeitig Interferenzen erzeugt und die Anzahl der Konsonanzen und Dissonanzen zählt, die bei der Variation des Gangunterschiedes durch das Gesichtsfeld streichen. Der Vorgang ist derselbe, als wenn man an einem mit sehr vielen und gleichmäßigen Strichen versehenen Lineal eine neue Teilung anbringt, welche ein größeres Intervall besitzt.

Die rote und die grüne Cadmiumlinie sind etwa alle fünf Interferenzstreifen in Konsonanz. Da sie in keinem einfachen Zahlenverhältnis zueinander stehen, sind die Koinzidenzen und Dissonanzen keine ganz vollkommenen. Dies tut indes der Anwendbarkeit der Methode keinen Abbruch.

§ 58. **Einheit der Masse.** Wie bereits aus § 54 hervorgeht, ist die gesetzliche, internationale Einheit der Masse, das Gramm, der tausendste Teil eines in Paris befindlichen Platin-Iridiumkörpers, dessen Gewicht man so nahe als möglich gleich demjenigen eines Cubikdecimeters Wassers von 4^0 gemacht hat. Es fragt sich nun, wie genau diese Übereinstimmung zwischen dem wirklichen Wert und dem Sollwert ist.

Auch diese Aufgabe hat man mit Hilfe der Interferenzen in Angriff genommen. Solche Versuche sind ausgeführt worden von Macé de Lépinay, Perot und Fabry, Chappuis, Buisson. Macé de Lépinay benutzte eine Anordnung, welche derjenigen von Arago (§ 50, S. 116) ähnelt: ein Quarzwürfel von 40 mm Seitenlänge wurde in einen Strahlengang eingeführt, derart, daß die eine Hälfte des Lichtes durch den Quarzwürfel, die andere daneben vorbeiging. Es wurde auf diesem Wege mittels sog. Talbotscher Interferenzen im weißen Lichte die optische Dicke des Quarzwürfels in Wellenlängen bestimmt. Der Brechungsexponent mußte besonders gemessen werden. Man fand so das Volumen des Würfels und könnte dann durch Wägen in Wasser die gesuchte Größe finden. — Macé de Lépinay und Perot und Fabry haben später an demselben Quarzwürfel nochmals mit Hilfe des Interferometers von Perot und Fabry die optische Dicke gemessen. Sie finden einen etwas anderen Wert als Macé de Lépinay vorher. — Chappuis hat an einem Glaswürfel von 50 mm Kantenlänge die gleiche Aufgabe wie seine Vorgänger bearbeitet; er benutzte das Michelsonsche Interferometer. — Es wurde so gefunden, daß 1 cdm Wasser wiegt:

999,954 g nach Macé de Lépinay,
999,974 g nach Fabry, Macé de Lépinay und Perot,
999,976 g nach Chappuis.

Diese Zahlen, durch 1000 dividiert, stellen also die Dichte des Wassers dar. Neuerdings hat Guillaume durch sehr sorgfältige Komparatormessungen gefunden: 999,936 g.

Endlich fand 1905 Buisson, wieder durch Interferenzbeobachtungen, und zwar an zwei Quarzwürfeln von 40 bzw. 50 mm Kantenlänge:

999,974 g bzw.
999,971 g.

Man sieht, wie gut alle neueren Beobachtungen, die sich der Interferenzen bedienen, untereinander übereinstimmen.

§ 59. **Methode von Macé de Lépinay zur Messung der Dicke und des Brechungsexponenten planparalleler Platten.** Von den Interferenzmethoden zur Dickenbestimmung einer planparallelen Platte, welche bei der genauen Feststellung der Dichte des Wassers (s. § 58) angewandt wurden, möge im folgenden nur die eine, welche u. a. Buisson benutzte, näher besprochen werden.

Diese von Macé de Lépinay gefundene Methode bedient sich der im Beugungsbilde zweier Öffnungen auftretenden Interferenzstreifen und zugleich der Interferenzringe an planparallelen Platten. Bezeichnet d die Dichte, n den Brechungsexponenten einer planparallelen Platte, so ist in einer, der Fig. 33 auf S. 60 entsprechenden Anordnung, wie sie in ganz ähnlicher Weise schon Arago anwandte (vgl. § 50, S. 116) der Gangunterschied der senkrecht zur Platte verlaufenden interferierenden Strahlen:

59) . . . . $p\lambda = (n-1) . d,$

während dieselbe Platte Planparallelitätsringe ergibt, deren Gangunterschied für die Strahlen vom Einfallswinkel 0:

60) . . . . $q\lambda = 2dn$

beträgt (vgl. Formèl 12) auf S. 18). Aus diesen beiden Gleichungen folgt:

61) . . . . $(q-2p)\lambda = 2d;$

hier ist $q-2p$ als eine bekannte Größe anzusehen, deren Bruchteile man direkt mißt und deren ganzzahligen Teil man nach der Benoitschen Methode (vgl. § 56) berechnen kann.

Hieraus geht hervor, daß man durch Kombination zweier Interferenzbeobachtungen die geometrische Dicke einer planparallelen Platte finden kann, ohne den Brechungsexponenten zu kennen! Wenn man nur eine der genannten Interferenzbeobach-

tungen anwendet, so findet man immer nur die „optische Dicke" (vgl. auch § 49). Wollte man die geometrische Dicke bestimmen, so mußte man früher immer durch eine Hilfsbeobachtung — etwa mittels eines aus der zu untersuchenden Platte hergestellten Prismas — den Brechungsexponenten besonders messen. Die beschriebene Methode von Macé de Lépinay umgeht diese umständliche und nicht immer einwandsfreie Bestimmung des Brechungsexponenten. Aber noch mehr. Man kann, nachdem die geometrische Dicke d einmal bekannt ist, aus einer der Gleichungen 59) oder 60) den Brechungsindex direkt finden.

Aus den von Macé de Lépinay und Buisson angegebenen Zahlen folgt, daß auch in guten Quarzplatten merkliche Variationen des Brechungsquotienten vorkommen und zwar an Plattenstellen, die nur wenige Centimeter voneinander entfernt liegen. Obgleich diese Variationen nur klein sind und z. B. in einem der untersuchten Fälle einige Einheiten der sechsten Dezimale des Brechungsindex betrugen, so sind sie immerhin groß genug, um bei der Ausführung von Präzisionsmessungen von der in § 58 genannten Art Beachtung zu verdienen. Diese optischen Inhomogenitäten auch der besten erhältlichen Quarze waren bereits vor Erscheinen der Publikationen von Macé de Lépinay und Buisson durch Schönrock vermutet worden (vgl. ZS. f. Instrkde. **25**, 289, 1905).

Die von Macé de Lépinay und Buisson erreichte Meßgenauigkeit beträgt ca. 0,01 bis 0,02 μ für die Plattendicke und eine Einheit der sechsten Dezimale für den Brechungsexponenten (vergleiche hiermit die von Schönrock angegebene Genauigkeit in der Messung der Variationen der Planparallelität § 49).

§ 60. **Wellenlängennormalen.** Es liegt das Bedürfnis vor, außer den drei von Michelson sehr genau gemessenen Cadmiumlinien noch eine größere Anzahl im ganzen Spektrum verteilter Wellenlängen genau zu kennen. Als die besten Wellenlängenmessungen, die bis vor einigen Jahren existierten, müssen die durch Rowlands klassische Arbeiten gefundenen Zahlen angesehen werden, insbesondere die auf Grund von Rowlands Atlas der Fraunhoferschen Linien aufgestellte Tabelle der Wellenlängen, welche viele Tausend Linien umfaßt. Nun fanden aber 1901 Perot und Fabry, daß die Rowlandschen Zahlen



weder absolut, noch auch relativ so genau sind, wie man gewöhnlich annahm. Perot und Fabry verdankten diese Erkenntnis der größeren Genauigkeit und Zuverlässigkeit, welche sie ihren eigenen, mit dem von ihnen angegebenen Interferometer (§ 28) ausgeführten Messungen gegenüber den von Rowland angestellten, auf Beobachtungen an Beugungsgittern (§ 27) beruhenden Messungen zuerteilen durften.

Die Herstellung einer neuen, den heutigen Anforderungen genügenden Skala der Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien in absolutem Maß ist neuerdings mehrfach Gegenstand der Diskussion gewesen. Man hat sich bisher damit begnügt, eine geringere Zahl von einzelnen Wellenlängen mittels des Perot-Fabryschen Interferometers nachzumessen, zwischen denen man dann interpolieren kann. Die hier zu lösenden Aufgaben sind indes noch keineswegs abgeschlossen. Neuerdings haben Fabry und Buisson 84 Spektrallinien des gesamten Spektrums ausgemessen.

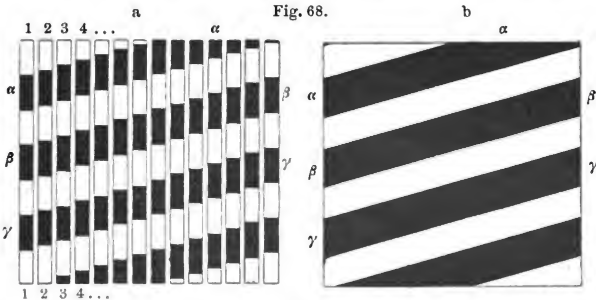
Die Gründe für die Fehlerhaftigkeit der Rowlandschen Messungen sind besonders eingehend von Michelson studiert worden. Michelson hat durch theoretische Betrachtungen wahrscheinlich gemacht, daß vermutlich gewisse Zonenfehler der Gitter Ablenkungen der Spektren hervorrufen, die von der Ordnungzahl abhängen und in ideal vollkommenen Apparaten, wie sie gewöhnlich bei der Berechnung vorausgesetzt werden, nicht vorkommen würden. Kayser hat experimentell direkt solche Ablenkungen der Gitterspektren von der normalen Lage nachgewiesen.

Gehrcke und Reichenheim haben eine Interferenzmethode in Vorschlag gebracht, mittels der sich die Rowlandschen Messungen des Sonnenspektrums wiederholen lassen würden, aber unter Vermeidung der Gitterfehler. Diese Methode beruht auf der Anwendung der Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum, welche im folgenden Paragraphen beschrieben werden.

§ 61. **Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum.** Nehmen wir an, wir erzeugten mittels einer homogenen Welle λ_1 irgend welche Interferenzen und betrachteten die Erscheinung vermittelst eines Spektroskops, etwa eines Prismenapparates; die Interferenzen mögen in der Spaltebene des letzteren erzeugt werden. Dann wird durch den Spalt ein Teil der Interferenzerscheinung herausgeschnitten, welcher

etwa durch das in Fig. 68a von 1 gebildete Rechteck dargestellt wird; hier werden also kurze Stücke $\alpha \beta \gamma$ von Interferenzstreifen erzeugt, die senkrecht zum Spalt stehen. Wenn unsere Lichtquelle statt einer Wellenlänge mehrere benachbarte λ_1, λ_2, λ_3... aussenden würde, so müßte jede für sich ihr eigenes, von Interferenzen durchzogenes Spaltbild 2, 3... liefern, und alle diese Spaltbilder werden vom Spektroskop nebeneinander ausgebreitet. Die Interferenzstreifen der einzelnen Wellen werden aber gegeneinander verschoben sein. Denn wenn z. B. der Gangunterschied der an einem bestimmten Punkte des Spaltes interferierenden Strahlen einer Welle λ_1 gerade ein ganzes Vielfaches der Wellen-

Fig. 68.



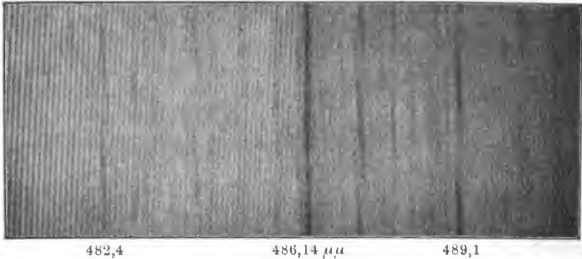
länge beträgt, so wird der Gangunterschied einer benachbarten Welle λ_2 in diesem Punkte einen anderen Wert haben, d. h. die Interferenzstreifen beider Systeme sind gegeneinander verschoben.

Somit ist einleuchtend, daß durch kontinuierlich nebeneinander ausgebreitete Spaltbilder, wie sie von weißem Licht erzeugt werden, längs der Richtungen α, β, γ Interferenzstreifen gebildet werden, die im allgemeinen schief durch das ganze Spektrum verlaufen und bei denen längs eines Interferenzstreifens die Wellenlänge variiert; Fig. 68b stellt die so entstehenden Streifen schematisch dar.

In Fig. 69 sind an einer planparallelen Platte von 1 mm Dicke diese Interferenzstreifen im kontinuierlichen Spektrum, die also nichts anderes sind als lauter nebeneinandergelagerte Interferenzen von der in § 11 behandelten Art, photographiert, und

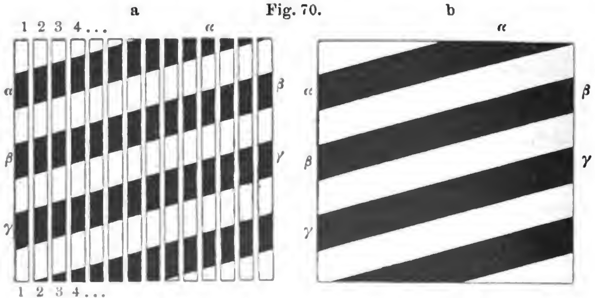
zwar für die Gegend der F-Linie des Sonnenlichtes. Man sieht hieraus, daß die Streifen tatsächlich quer durch das Spektrum gehen, da sie in den Fraunhoferschen Linien nicht parallel sind.

Fig. 69.



Die beschriebenen Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum, denen Gehrcke und Reichenheim die Bezeichnung „k-Interferenzen" beilegen, zum Unterschiede von den in § 11 behandelten Interferenzen homogener Wellen,

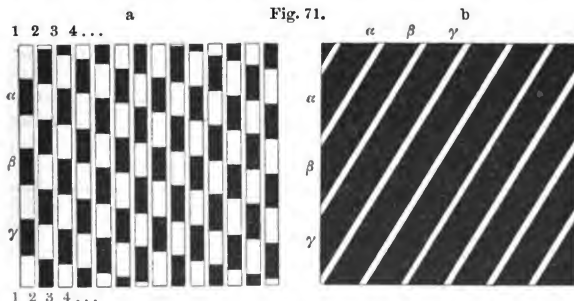
Fig. 70.



die sie kurz als „h-Interferenzen" bezeichnen, haben die Eigentümlichkeit, in einer ganz bestimmten Stellung der Spaltrichtung des Spektroskops auch bei sehr hohem Gangunterschiede und im unreinen kontinuierlichen Spektrum aufzutreten. Vergleichen wir, um dies einzusehen, die Figg. 68 und 70. Beide unterscheiden

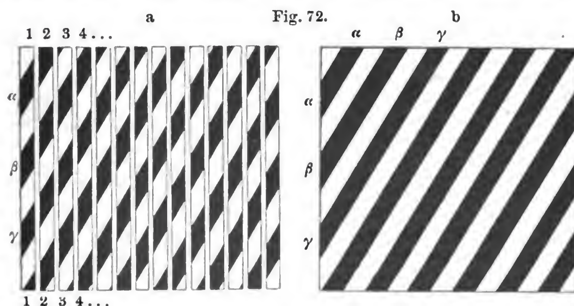
sich nur dadurch voneinander, daß die Richtung der Interferenzstreifen gegen den Spalt eine verschiedene ist; während in Fig. 68 angenommen war, daß die Interferenzstreifen senkrecht

Fig. 71.



zum Spalt stehen, schließen dieselben in Fig. 70 einen spitzen Winkel mit letzterem ein, und zwar derart, daß die Richtung der *h*-Interferenzen mit derjenigen der *k*-Interferenzen zusammenfällt.

Fig. 72.

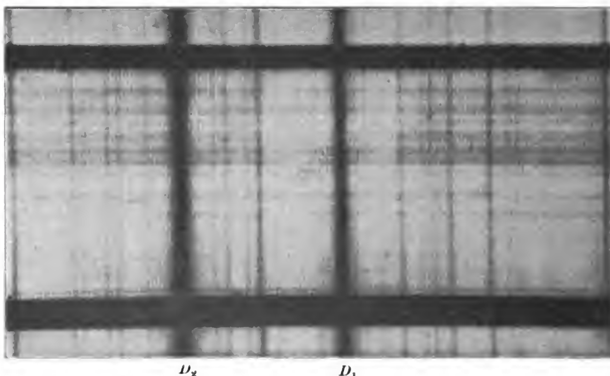


Es resultiert unter diesen Umständen im kontinuierlichen Spektrum ein Streifensystem, dessen Maxima und Minima genau an denselben Orten liegen wie bei dem in Fig. 68 dargestellten Falle, dessen Intensitätsverteilung aber eine andere ist. Dieser Unterschied, der auf eine größere bzw. geringere Deutlichkeit

der Interferenzen hinausläuft, wird noch augenfälliger, wenn man die durch Figg. 71 und 72 dargestellten Erscheinungen betrachtet; hier ist angenommen, daß der Gangunterschied der interferierenden Strahlen größer ist, oder mit anderen Worten die k-Interferenzen einen steileren Verlauf haben. Während in Fig. 71 die k-Interferenzen nahezu am Verschwinden sind, bleibt ihre Sichtbarkeit in Fig. 72 ungeschmälert erhalten.

Hieraus geht hervor, daß für ein gegebenes System von k-Interferenzen eine Optimumstellung existiert, in welcher die

Fig. 73.



Deutlichkeit der Streifen am besten ist und in welcher auch bei breitem Kollimatorspalt des Spektroskops, also im unreinen Spektrum, Streifen entstehen. Denn es ist aus den Fig. 68 bis 72 ohne weiteres ersichtlich, daß eine Verbreiterung des Spaltes, d. h. eine Verbreiterung jedes einzelnen, einer homogenen Welle angehörigen Spaltbildes wohl die Deutlichkeit der Streifen in Fig. 68 und 71, nicht aber die in Fig. 70 und 72 beeinflußt.

In Fig. 73 sind auf dem mittleren Teile k-Interferenzen in der Optimumstellung bei hohem Gangunterschiede mit Sonnenlicht photographiert; hier liegen zwischen den beiden D-Linien etwa 42 Streifen.

Gehrcke und Reichenheim schlagen vor, die k-Interferenzen planparalleler Platten zu genauen Wellenlängenmessungen, insbesondere zur Korrektion von Rowlands Atlas (vgl. § 60), anzuwenden. In der Tat repräsentieren die Interferenzstreifen im kontinuierlichen Spektrum sozusagen eine natürliche Skala, auf welcher alle Fehler des Spektroskops bzw. Beugungsgitters automatisch ausgeglichen werden. Man hat bereits früher (z. B. Esselbach, Mouton u. a.) Interferenzstreifen im kontinuierlichen Spektrum zu Messungen im Spektrum herangezogen; die k-Interferenzen planparalleler Platten sind für den obigen Zweck besonders geeignet, da für sie in ganz gleicher Weise wie für die h-Interferenzen die in § 38, S. 87 angeführten Vorteile Gültigkeit haben.



Literaturverzeichnis.

§ 4.

H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. Leipzig, 1896. 2. Aufl.

§ 11.

J. F. W. Herschel, Vom Licht. Übersetzt von Schmidt. 1831. Art. 641 ff. Philos. Transact. L. R. S. 1809, 274.

W. Haidinger, Über die schwarzen und gelben Parallellinien am Glimmer. Pogg. Ann. **77**, 219, 1849.

—, Die Interferenzlinien am Glimmer. Berührungsringe und Plattenringe. Pogg. Ann. **96**, 453, 1856.

E. Wilde, Die Theorie der Farben dünner Blättchen. Pogg. Ann. **82**, 18, 1851. (Enthält eine Zusammenstellung älterer Literatur.)

A. A. Michelson, Interference phenomena in a new form of refractometer. Phil. Mag. (5) **13**, 236—242, 1882.

O. Lummer, Über eine neue Interferenzerscheinung an planparallelen Glasplatten und eine Methode, die Planparallelität solcher Gläser zu prüfen. Inauguraldissertation Berlin 1884. Wied. Ann. (N. F.) **23**, 49, 1884.

§ 13.

A. A. Michelson, On the application of interference methods to spectroskopic measurements. Phil. Mag. (5) **34**, 280—299, 1892. Vgl. § 11.

§ 15.

L. Arons, Über einen Quecksilberlichtbogen. Wied. Ann. **47**, 767, 1892.

—, Über den Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden, Amalgamen und Legierungen. Wied. Ann. **58**, 73, 1896.

O. Lummer, Herstellung und Montierung der Quecksilberlampe. ZS. f. Instrkde. **21**, 201, 1901.

Charles Fabry et A. Pérot, Sur les sources de lumière monochromatiques. Journ. de Phys. **9**, 369, 1900.

M. von Recklinghausen, Über die Quecksilberlampe von P. C. Hewitt. Elektrot. ZS. **23**, 492, 1902.

A. P. Wills, Conduction of electricity in mercury vapor. The Physical Review 19, 65, 1904.
E. Gumlich, Über die Herstellung von Aronsschen Bogenlampen mit Amalgamfüllung. ZS. f. Instrkde. 17, 161, 1897.
O. Lummer und E. Gehrcke, Über eine Cadmiumamalgamlampe aus Quarz. ZS. f. Instrkde. 24, 296, 1904.
E. Gehrcke und O. von Baeyer, Über die Erzeugung roten Lichtes in der Quecksilberlampe. Elektrot. ZS. 1906, S. 383—384; vgl. ferner § 35.
J. Stark und R. Küch, Elektrische und spektrale Eigenschaften des Lichtbogens zwischen Cd-, Zn-, Pb-, Bi-, Sb-, Te- und Se-Elektroden in evakuierten Quarzglasröhren. Phys. ZS. 6, 438, 1905.
Berthelot, Sur les vases de silice fondue. Compt. rend. 140, 821, 1905.

§ 16.

W. Haidinger, vgl. § 11.

§ 18.

Poisson, Sur le phénomène des anneaux colorés. Ann. de chim. et de phys. 22, 337—347, 1823.
Fresnel, Betrachtungen über die Polarisation des Lichtes. Pogg. Ann. 22, 68—90, 1831.
—, Über das Gesetz der Modifikationen, welche die Reflexion dem polarisierten Lichte einprägt. Pogg. Ann. 22, 90—126, 1831.
O. Lummer und E. Gehrcke, Über die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Analyse feinster Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) 10, 457—477, 1903.
G. B. Airy, On the Phaenomena of Newton's Rings when formed between two transparent Substances of different refractive Powers. Phil. Mag. (3) 2, 20—30, 1833. Pogg. Ann. 41, 512, 1837.

§ 20.

J. F. W. Herschel, vgl. § 11.

§ 21.

O. Lummer, Komplementäre Interferenzerscheinungen im reflektierten Lichte. Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1900, 504—513.
G. Stokes, Brit. Assoc. Rep., Glasgow 1876; Math. and Phys. Papers 5, 361—364.
Maclaurin, On Newton's Rings formed by Metallic reflection. Proc. Roy. Soc. (A) 76, 515, 1905.
Macé de Lépinay et H. Buisson, Sur les changements de phase par réflexion normale dans le quartz sur l'argent. Compt. rend. 137, 312—314, 1903; Journ. de Phys. (4) 2, 881—887, 1903.

§ 22.

H. Schwarzschild, Die Beugung und Polarisation des Lichtes durch einen Spalt. Math. Ann. 55, 177—247, 1901.



§ 24.

H. Fizeau, Sur les modifications que subit la vitesse de la lumière dans le verre et plusieurs autres corps solides sous l'influence de la chaleur. Ann. de chim. et de phys. (3) **66**, 429—482, 1862.

§ 25.

A. A. Michelson, vgl. § 13 und § 55.

§ 26.

Fraunhofer, Gesammelte Schriften. S. 51—111.
Kayser, Handbuch der Spektroskopie **1**, 397 ff.
H. E. J. G. Du Bois und H. Rubens, Polarisation ungebeugter ultraroter Strahlung durch Metalldrahtgitter. Wied. Ann. **49**, 593, 1893.

§ 27.

H. A. Rowland, Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes. Phil. Mag. (5) **13**, 469—474, 1882.
Kayser, vgl. § 26.

§ 28.

A. Perot et Ch. Fabry, Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air. Ann. de chim. et de phys. (7) **12**, 459—501, 1897; Compt. rend. 1897, 1898, 1899, 1900.
—, Theorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. Ann. de chim. et de phys. (7) **16**, 115—144, 1899.
A. Boulouch, Dédoublement des franges d'interférence en lumière naturelle. Journ. de phys. (3) **2**, 316—320, 1893.
M. Hamy, Sur un appareil permettant de séparer des radiations simples très voisines. Compt. rend. **125**, 1092—1094, 1897.
O. Lummer, Ein neues Interferenzspektroskop. Arch. Néerl. (2) **6**, 773—788, 1901.
James Barnes, On the analysis of bright spectrum lines. Astrophys. Journ. **19**, 190—211, 1904.

§ 29.

A. A. Michelson, The echelon spectroscope. Astrophys. Journ. **8**, 36—47, 1898; Journ. de Phys. (3) **8**, 305—314, 1899.
E. Gehrcke, Über eine Interferenzerscheinung am Stufengitter. Ann. d. Phys. (4) **18**, 1074, 1905.

§ 30.

O. Lummer und E. Gehrcke, Über den Bau der Quecksilberlinien; ein Beitrag zur Auflösung feinster Spektrallinien. Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1902, 11—17; vgl. § 19.
A. Boulouch, vgl. § 28.

O. Lummer, Eine neue Interferenzmethode zur Auflösung feinster Spektrallinien. Verh. D. Phys. Ges. 3, 85—98, 1901.

M. Laue, Über eine Beugungserscheinung, welche bei den Interferenzen an planparallelen Platten auftritt. ZS. f. Math. u. Phys. 50, 280—287, 1904; vgl. auch § 46.

§§ 31 bis 33.

O. Lummer und E. Gehrcke, Theorie und Leistungsfähigkeit der Dispersionsapparate hoher Auflösungskraft. Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt IV, 63—84, 1903.

§ 34.

E. Gehrcke, Über Interferenzpunkte. Verh. D. Phys. Ges. 7, 237—241, 1905.

§ 35.

E. Gehrcke und O. von Baeyer, Über die Trabanten der Quecksilberlinien. Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1905, 1037—1042.

—, Über die Anwendung der Interferenzpunkte zur Analyse feinster Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) 20, 269—292, 1906.

§ 36.

Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) 9, 266, 1879.

§ 37.

H. v. Helmholtz, Wissenschaftliche Abhandlungen. Bd. II, S. 183 ff. 1883.

H. C. Vogel, Der große Refraktor des Königl. Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam. ZS. f. Instrkde. 1902, S. 162.

Ernst Abbe, Gesammelte Abhandlungen. Bd. I. Verlag von G. Fischer, Jena 1905.

A. Köhler, Eine mikrophotographische Einrichtung für ultraviolettes Licht ($\lambda = 275\,\mu\mu$) und damit angestellte Untersuchungen organischer Gewebe. Phys. ZS. 5, 666, 1904.

§ 39.

A. A. Michelson, vgl. § 13.

A. Perot et Ch. Fabry, vgl. § 28.

O. Lummer und E. Gehrcke, vgl. § 19 und § 30.

L. Janicki, Feinere Zerlegung der Spektrallinien von Quecksilber, Cadmium, Natrium, Zink, Thallium und Wasserstoff. Ann. d. Phys. (4) 19, 36—79, 1906.

E. Gehrcke und O. von Baeyer, vgl. § 35.

§ 41.

A. A. Michelson, On the broodening of spectral lines. Astrophys. Journ. 2, 251—263, 1895; vgl. auch § 13.

F. L. Wadsworth, Astrophys. Journ. 3, 321—347, 1896 (p. 333).

E. Gehrcke, Über den Einfluß elektrischer Schwingungen auf die Breite der feinsten Spektrallinien. Verh. D. Phys. Ges. 6, 344—348, 1904.

E. Warburg, Über Wärmeleitung und Temperatur der in Geißlerschen Röhren leuchtenden Gase. Wied. Ann. 54, 265—275, 1895.

R. W. Wood, Experimentelle Bestimmung der Temperatur in Geißlerschen Röhren. Wiedem. Ann. 59, 238, 1896.

J. E. Lilienfeld, Eine Methode zur Bestimmung der Temperatur und der Wärmeleitfähigkeit des positiven Glimmlichts. Verh. D. Phys. Ges. 8, 182—196, 1906.

E. Pringsheim, Das Kirchhoffsche Gesetz und die Strahlung der Gase. Wied. Ann. 45, 457, 1892.

§ 42.

J. Stark, Der Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen und die Spektra der positiven Atomionen. Phys. ZS. 6, 892—897, 1905.

W. Voigt, Über ein elektrisches Analogon des Zeeman-Effektes. Ann. d. Phys. (4) 4, 197, 1901.

§ 43.

L. E. Jewell, The coincidence of solar and metallic lines. Astrophys. Journ. 3, 89—113, 1896.

W. A. Humphreys and J. F. Mohler, Effect of pressure on the wave-lengths of lines in the arc spectra of certain elements. Astrophys. Journ. 3, 114—137, 1896.

J. F. Mohler, The effect of pressure on wave-length. Astrophys. Journ. 4, 175—181, 1896.

W. T. Humphreys, A further study of the effect of pressure on the wave-lengths of lines in the arc spectra of certain elements. Astrophys. Journ. 4, 249—262, 1896.

—, Changes in the wave-frequencies of the lines of emission spectra of elements, their dependence upon the elements themselves and upon the physical conditions, under which they are produced. Astrophys. Journ. 6, 169—232, 1897.

J. S. Ames and W. J. Humphreys, Note on the effect of pressure upon the series in the spectrum of an element. Phil. Mag. (5) 44, 119—121, 1897.

W. B. Huff, The shift of the cadmium line 4800 due to pressure Astrophys. Journ. 14, 41—48, 1901.

§ 44.

P. Zeeman, Strahlung des Lichtes im magnetischen Felde. Les Prix Nobel en 1902, Stockholm, Norstedt et fils; vgl. auch § 44.

§ 45.

P. Zeeman, On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance. Phil. Mag. (5) **43**, 226—239, 1897.

§ 46.

Th. Preston, Radiation phenomena in a strong magnetic field. Dubl. Trans. (2) **6**, 385—391, 1897.

A. A. Michelson, Radiation in a magnetic field. Phil. Mag. (5) **45**, 348—356, 1898.

W. Voigt, Über eine Dissymmetrie des Zeemanschen normalen Triplets. Ann. d. Phys. (4) **1**, 376—388, 1900.

H. A. Lorentz, The absorption and emission lines of gaseous bodies. Proc. Acad. Amsterdam **8**, 591—611, 1906.

Weitere Literatur s. Kayser, Handb. d. Spektroskopie Bd. 2, S. 613 ff.

§ 47.

H. Fizeau et L. Foucault, Sur les phénomènes des interférences entre deux rayons de lumière dans le cas de grandes différences de marche. Compt. rend. **21**, 1155—1158, 1845. Ann. de chim. et de phys. (3) **26**, 138—148, 1849; **30**, 146—159, 1850.

H. Fizeau, vgl. § 24.

A. A. Michelson, Les méthodes interférentielles en métrologie et l'établissement d'une longueur d'onde comme unité absolue de longueur. Journ. de Phys. (3) **3**, 5—22, 1894.

A. Perot et Ch. Fabry, Sur l'alimentation des tubes de M. Michelson par diverses sources électriques. Compt. rend. **128**, 1221—1223, 1899.

O. Lummer und E. Gehrcke, Über die Interferenz des Lichtes bei mehr als 2 Millionen Wellenlängen Gangunterschied. Verh. D. Phys. Ges. **4**, 337—346, 1902.

M. Laue, Über die Interferenzerscheinungen an planparallelen Platten. Ann. d. Phys. (4) **13**, 163—181, 1904.

A. Gouy, Sur le mouvement lumineux. Journ. de phys. (2) **5**, 354—362, 1886.

Lord Rayleigh, Wave theory of light. Encycl. Brit. 9. ed., **24**, 421—459, 1888 (s. p. 425 ff.).

A. Schuster, On interference phenomena. Phil. Mag. (5) **37**, 509—545, 1894.

M. Planck, Über die Natur des weißen Lichtes. Ann. d. Phys. (4) **7**, 390—400, 1902.

Vgl. betreffs weiterer Literaturangaben Kayser, Handb. d. Spektroskopie Bd. 2, S. 206, Nr. 150.

§ 48.

J. Evershed, Wave-length determinations and general results obtained from a detailed examination of spectra photographed at the solar eclipse of January 22, 1898. Phil. Trans. **197** (A), 381—413, 1901.

Kayser und Runge, vgl. Kayser, Spektroskopie Bd. 2.

Ph. Lenard, Über den elektrischen Bogen und die Spektren der Metalle. Ann. d. Phys. (4) 11, 636—650, 1903.

§ 49.

O. Lummer, vgl. § 11.

O. Schönrock, Ausmessung der Planheit von Flächen bis auf ein Milliontel Millimeter. ZS. f. Instrkde. 25, 148, 1905.

—, Ausmessung des Parallelismus und der Planheit von Platten. ZS. f. Instrkde. 26, 188, 1906.

§ 50.

H. Fizeau, vgl. § 24 und § 47.

J. René Benoit, Nouvelles études et Mesures de dilatations par la méthode de M. Fizeau. Travaux et Mémoires du Bureau International des poids et mesures 6, 3—193, 1888.

K. Scheel, Untersuchungen über die Wärmeausdehnung fester Körper. Ann. d. Phys. 9, 837—853, 1902; Verh. D. Phys. Ges 5, 119—123, 1903; Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 4, 35—60, 1904.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, Optik (Lummer) S. 924 ff. 1897.

A. Perot et Ch. Fabry, Sur un Voltmètre Electrostatique interférentielle pour étalonnage. Journ. de phys. 7, 650—659, 1898.

E. Grüneisen, Elastizitätskonstanten der Metalle. ZS. f. Instrkde. 26, 117, 1906.

O. Lummer, Ein neues Interferenz-Photo- und Pyrometer. Verh. D. Phys. Ges. 3, 131, 1901.

F. Arago, Oeuvres complètes 1858, 10.

§ 51.

H. Fizeau, Rapport sur le prix Bordin. Compt. rend. 66, 934, 1868.

Stéphan, Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes. Compt. rend. 78, 1008—1012, 1874.

A. A. Michelson, On the Application of Interference Methods to Astronomical Measurements. Phil. Mag. (5) 30, 1—21, 1890; Nature 45, 160—161, 1892.

M. Hamy, Sur la mesure interférentielle des petites diamètres. Application aux satellites de Jupiter et à Vesta. Bull. Astr. 16, 257—274, 1899.

§ 52.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, Optik (Lummer) S. 932 ff. 1897.

O. Lummer, Über die Theorie und Gestalt neu beobachteter Interferenzkurven. Wied. Ann. 24, 417—439, 1885.

Jamin, Compt. rend. 42, 482, 1856.

E. Blasius, Über die Interferenzerscheinungen in zwei planparallelen Platten. Wied. Ann. 45, 316—352, 1892.

E. Schmidt, Über die Interferenzstreifen an zwei gleich dicken Platten. Wied. Ann. 46, 1—28, 1892.

L. Zehnder, Ein neuer Interferentialrefraktor. ZS. f. Instrkde. 11, 275—285, 1891.

L. Mach, Über einen Interferenzrefraktor. ZS. f. Instrkde. 12, 89—93, 1892; Wien. Akad. 1892, S. 5—10; 1893, S. 1035—1056.

—, Weitere Versuche über Projektile. Wien. Akad. 1896, IIa, S. 605—633.

§ 53.

A. A. Michelson, Light waves and their uses. Chicago, The University Press, 1903.

Th. E. Doubt, The effect of intensity upon the velocity of light. Phys. Rev. 18, 129—134, 1904.

A. A. Michelson and E. W. Morley, On the relative motion of the Earth and the Luminiferous Aether. Amer. Journ. of Science 34, 333, 1887.

E. W. Morley and D. C. Miller, Report of an Experiment to detect the Fitz-Gerald-Lorentz Effect. Phil. Mag. (6) 9, 680—685, 1905.

§ 54.

Macé de Lépinay, Franges d'interférence et leurs applications métrologiques. Scientia No. 14, p. 5 ff.

H. Fizeau, Ann. de chim. et de phys. (4) 2, 147, 1864.

§ 55.

A. A. Michelson, Détermination expérimentale de la valeur du mètre en longueurs d'ondes lumineuses. Travaux et mémoires du bureau international des poids et mesures 11, 1895.

§ 56.

J. R. Benoit, Application des phénomènes d'interférence à des déterminations métrologiques. Journ. de phys. (3) 7, 57—68, 1898.

§ 57.

A. Perot et Ch. Fabry, Méthodes interférentielles pour la mesure des grands épaisseurs et la comparaison des longueurs d'onde. Ann. de chim. et de phys. (7) 16, 289—338, 1899.

§ 58.

Macé de Lépinay, Methode, um kleine Dicken in Wellenlängen auszumessen. Ann. de chim. et de phys. (6) 10, 68—85, 1887; (7) 5, 210—255, 1895.

—, Sur une nouvelle détermination de la masse du décimètre cube d'eau destillée, privée d'air, à son maximum d'intensité. Ann. de chim. et de phys. (7) 11, 102—144, 1897.

Macé de Lépinay, Déterminations métrologiques par les méthodes interférentielles. Rapports présentés au congrès intern. des poids et mesures 1900, I, 127.

Ch. Fabry, J. Macé de Lépinay et A. Perot, Sur la mesure en longueurs d'onde des dimensions d'un cube de quartz de 4 cm de coté. Compt. rend. 128, 1317—1319, 1899.

Chappuis, Procès verbaux des Séances du Comité intern. des poids et mesures 1897, 66 ff.

Ch. Éd. Guillaume, Les Unités de mesure. Rapports présentés au congrès intern. des poids et mesures 1900, I, 97.

—, Détermination de la masse du décimètre cube d'eau. Procès verbaux des Séances du Comité intern. des poids et mesures 1899, 143.

H. Buisson, Nouvelle détermination de la masse du décimètre cube d'eau destillée. Journ. de phys. 4, 669—677, 1905.

§ 59.

J. Macé de Lépinay, Sur une nouvelle méthode pour la mesure optique des épaisseurs. Compt. rend. 134, 898—900, 1902.

— et H. Buisson, Sur une nouvelle méthode de mesure des épaisseurs et des indices de lames à faces parallèles. Compt. rend. 135, 283—286, 1902; 137, 1038—1040, 1903; Ann. de chim. et de phys. (8) 2, 78—108, 1904.

§ 60.

H. A. Rowland, A preliminary table of Solar spectrum wave-lengths. Astrophys. Journ. 1, 1895; 5, 1897; 6, 1897. Chicago 1898.

A. Perot et Ch. Fabry, Mesures de longueurs d'onde dans le spectre solaire; comparaison avec l'échelle de Rowland. Compt. rend. 133, 153—154, 1901.

Ch. Fabry et H. Buisson, Mesure de longueurs d'onde dans le spectre du fer, pour l'établissement d'un système de repères spectroscopiques. Soc. Franç. de Phys. 15. Juni 1906, Nr. 248, p 3.

A. A. Michelson, On the spectra of imperfect gratings. Astrophys. Journ. 18, 278—286, 1903.

H. Kayser, On standards of wave-lengths. Astrophys. Journ. 19, 157—161, 1904.

—, New standards of optical Wave-length. Phil. Mag. (6) 8, 568—571, 1904.

E. Gehrcke und O. Reichenheim, vgl. § 61.

§ 61.

E. Gehrcke und O. Reichenheim, Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum. Verh. D. Phys. Ges. 4, 209—221, 1906.

E. Esselbach, Eine Wellenlängenmessung im Spektrum jenseits des Violetts. Pogg. Ann. 98, 513—546, 1856.

Mouton, Journ. de phys. (1) 8, 393, 1879.

ALPHABETISCHES REGISTER.

Die in Klammern gesetzten Zahlen bedeuten die Nummern der Paragraphen, die anderen die Seitenzahlen.

A.

Abbe (37), 86, (50) 115.
Airy (19) 42.
Amici (37) 86.
Amplitude (8) 13.
Ångström (48) 111.
Apertur (37) 84, 85.
Arago (50) 116, 117, (51) 118, (52) 121, (58) 137, (59) 138.
Arons (15) 27, 28.
Astronomie (51) 117.
Atlas von Rowland (60) 139, (61) 145.
Auflösungsvermögen (33) 71, (34) 75.
— des Prismas (36) 80.
— des Fernrohrs und Mikroskops (37) 84, 85, (51) 117.
Auge als optischer Apparat (4) 6.

B.

v. Baeyer sh. Gehrcke.
Balmer (48) 112.
Bandenspektra (42) 97, (43) 99, (46) 109.
Benoit (50) 115, (54) 125, (55) 134, (56) 134, (59) 138.
Beugung (22) 45, (23) 49, (26) 55, (27) 56, (29) 60, (37) 82, (38) 87, (50) 116, (51) 117, (59) 138.
Beugungsgitter (26) 55, sh. Gitter.
Bild, virtuelles, reelles (3) 4.
Biprisma von Fresnel (13) 21.
Blasius (52) 121.
du Bois sh. Rubens.
Boulouch (28) 57, (30) 61.
Brechungsexponent planparalleler Platte, Messung des — (59) 138.
Brechungsgesetz (11) 18.
Breite der Spektrallinien (14) 25, (40) 91, (41) 93, (47) 110.
Brewster (52) 120.
Buisson (58) 137, 138.
— und Fabry (60) 140.
— und Macé de Lépinay (21) 45, (59) 139.

C.

Chappuis (58) 137.
Cornu (46) 108.

D.

Descartes (11) 18.
Deslandres (48) 111.
Dichte des Wassers (58) 137.
Dicke planparalleler Platte, Messung der — (59) 138.
Dilatometer (50) 115.
Dispersionsgebiet (33) 71, (34) 77.
Dissonanz (14) 26, (24) 53, (25) 55, (51) 119, (57) 136.
Dissymmetrie beim Zeeman-Effekt (46) 108.
D-Linien (14) 25, (24) 52, (33) 71, (36) 81, (39) 90, (44) 100, (61) 144.
Doppelkeil von Lummer (28) 59.
Dopplersches Prinzip (40) 91, (41) 94, (42) 96.
Doubt (53) 123.

E.

Elektrometer von Perot und Fabry (50) 115.
Erregungsart, Einfluß der — auf die Spektrallinien (41) 93.
Esselbach (61) 145.
Evershed (48) 112.

F.

Fabry und Buisson (60) 140.
— und Perot, Quecksilberlampe (15) 29; Interferometer (28) 57, 58, 59, (31) 66; Spektrallinien (39) 90, (47) 110; Elektrometer (50) 115, 116; Bestimmung der Ordnungszahl (57) 136; Bestimmung von Wellenlängen (60) 139, 140; Bestimmung der Masseneinheit (58) 137.
Falsche Spektrallinien (35) 77.
Faraday (44) 100.
Farbenglas von Newton (13) 21; Fizeaus Modifikation desselben (24) 51.
Fehler der Spektralapparate (35) 77; planparalleler Platten (49) 113; von Quarzplatten (59) 139; der Gitter (35) 78, (60) 140, (61) 145.
Fernrohr (5) 7, (37) 84, (51) 117.
Fizeau (24) 52, (50) 115, 117, (51) 117, 118, (53) 122, (54) 125, 126.
— und Foucault (47) 109.
Flächengesetz (6) 9, 11.
F-Linie (61) 142.
Formel, Fresnels —n des Reflexionskoeffizienten (17) 39, (18) 40; des Gangunterschiedes an planparallelen Platten (11) 18, (20) 44.
— sh. Intensitätsverteilung u. Theorie.
Fortpflanzungsgeschwindigkeit (7) 11.
Foucault sh. Fizeau.
Fraunhofer (22) 46; Gitter (26) 55, (31) 65; Linien im Sonnenspektrum (60) 139, 140, (61) 142, 144.
Fresnel (10) 15, (13) 21, (16) 35, (17) 39, (22) 46; Reflexionsformeln (17) 39, (18) 40.

G.

Gangunterschied (11) 18, (20) 44, (47) 110.
Gehrcke (34) 75, (35) 77, (41) 94.
— und v. Baeyer (15) 30, (35) 77, (39) 89, 90.
— und Lummer sh. Lummer.
— und Reichenheim (60) 140, (61) 142, 145.
Geister (35) 78.
Geschichte des Zeeman-Effekts (44) 99; der Inferferenzen planparalleler Platten (11) 19.
Gesichtswinkel (4) 7.
Gitter (26) 55, (27) 56, (29) 60, (31) 64, (32) 69, (33) 73.
Glaswürfel (58) 137.
Gouy (47) 110.
Grenze der Auflösung im Fernrohr und Mikroskop (37) 84, 85, (51) 117, 120.
Grüneisen (50) 116.
Guillaume (58) 137.

H.

Haecke (30) 62.
Haidinger (11) 19.
Hamy (28) 57, (51) 119.
Helligkeit der durch Linsen erzeugten Bilder (6) 8.
Helmholtz (37) 86.
Heräus (15) 30.
Herschel (11) 19, 20, (20) 44, (50) 116.
Hewitt (15) 30.
Hilger (29) 61, (30) 62.
h-Interferenzen (61) 142.
Humphreys (43) 97.
Huyghens (2) 2, (22) 46.
Hypothese zur Erklärung der Trabanten (39) 90.

I.

Inhomogenität von Quarz (59) 139.
Intensität des Lichtes (8) 14.
Intensitätsverteilung (16) 31, (17) 36, (18) 39, (19) 41, (31) 62, (32) 69, (35) 78; gebeugter Strahlen (22) 47, 48, (31) 64, (32) 69; sinusartige (16) 34, (24) 53, (31) 66; scharfe (25) 54, (31) 67.
Interferentialrefraktor (52) 120, 121.
Interferenzen der Beugungserscheinungen an mehreren Öffnungen

(23) 50, (50) 116; keilförmiger Platten (12) 20, (38) 87, (50) 114; komplementäre (21) 44; planparalleler Platten (11) 17, (28) 57, (31) 62, (38) 87, (49) 113, (50) 114, (61) 140; in der Nähe der Totalreflexion (20) 43; im kontinuierlichen Spektrum (61) 140; Genauigkeit der Messung von — (49) 114, (55) 127; Bestimmung der Ordnungszahl von — nach Benoit (56) 134; nach Perot und Fabry (57) 136; nach Michelson (55) 127.
Interferenzfähigkeit des Lichtes (47) 109, (54) 127.
Interferenzphoto- u. pyrometer (50) 116.
Interferenzpunkte (34) 75, (35) 77.
Interferenzspektroskop von Lummer und Gehrcke (30) 61, (31) 62, (32) 70, (33) 73, (34) 75, (45) 107.
Interferometer von Michelson (13) 21, (25) 54, (53) 121 ff., (55) 127 ff.; von Perot und Fabry (28) 57, (31) 66, (57) 136, (58) 137.

J.

Jamin (52) 120, 121.
Janicki (39) 90.
Jewell (43) 97.
Jobin (28) 58.
Jupitertrabanten (51) 118, 119, 120.

K.

Kadmiumlinien, Wellenlänge der — (55) 134, (56) 135.
Kayser (26) 56, (43) 97, (60) 140.
— und Runge (48) 111, 112.
K-Interferenzen (61) 142.
Köhler (37) 86.
Koinzidenzmethode (57) 136.
Kollimatorspalt, Einfluß des — (32) 69.
Komplementäre Interferenzstreifen (20) 43, (50) 116; im reflektierten Licht (21) 44.
Konsonanz (14) 26, (24) 53, (57) 136.
Kontinuierliches Spektrum (14) 25, (47) 110, (61) 140.
Küch und Starck (15) 30.
Kurven gleicher Neigung (11) 19; gleicher Dicke (12) 21.

L.

Längeneinheit (54) 124, (55) 127.
Laue (32) 71, (47) 110, (53) 124.
Lenard (48) 113.
Lichtäther (2) 2, (53) 122, 123.
Lichtgeschwindigkeit, Konstanz der (53) 123.
Lichtstrahl (2) 3.
Lichttheorie (2) 2, (7) 11, (8) 12, (9) 14, (22) 46, (44) 99.
Lichtvektor (8) 13.
Lilienfeld (41) 95.
Linsen (3) 3, (5) 7, (6) 8, (37) 82.
Lorentz (44) 99, 100, 101, (46) 108, 109, (53) 123.
Luftplatte, planparallele (13) 23, (20) 42, (25) 54, (50) 115, 116.
Lummer (11) 19, 20; Quecksilberlampe (15) 28, (49) 114, (52) 121; Doppelkeil (28) 58, 59; Interferenzphoto- und pyrometer (50) 116; komplementäre Interferenzstreifen (21) 44.
— und Gehrcke, Interferenzspektroskop (30) 61, (31) 62, 67, (32) 70, (33) 73, (34) 75, (39) 89, (45) 107; Interferenzfähigkeit (47) 110; Amalgamlampe (15) 28; allgemeine Theorie der Spektralapparate (31) 62.

M.

Maßsystem (54) 124 ff.
Macé de Lèpinay (50) 117, (54) 126, (58) 137, (59) 138, 139.
— und Buisson (21) 45, (59) 139.
— und Perot (58) 137.
Mach (52) 121.
Maclaurin (21) 45.
Masseneinheit (54) 124 ff., (58) 137.
Maxwell (40) 93, (44) 99.
Messung von Dickenvariationen an planparallelen Platten (49) 113; von Dicke und Brechungsexponenten planparalleler Platten (59) 138; von ε/m (45) 106; von Ausdehnungskoeffizienten (50) 115; von Elastizitätskoeffizienten (50) 116; von Brechungsexponenten (50) 117, (52) 121; von Jupitertrabanten (51) 119, 120; von Längen (54) 124 ff., (55) 127 ff.; von

Interferenzstreifen (55) 127; von Ordnungszahlen der Interferenzen (55) 127 ff., (56) 134, (57) 136; von Wellenlängen (60) 139, (61) 145.
Meter in Wellenlängen (55) 127 ff.
Michelson (11) 19; Interferometer (13) 21, 22, 24, (16) 35, (25) 54, (50) 117, (53) 121, 122, 123, 124, (54) 127, (55) 127, 129, 130, 131, 134; Stufengitter (29) 60, (31) 65, (32) 69, (33) 73; Spektrallinien (39) 88, (41) 93, 94, 95, (46) 108, (47) 110; Meter in Wellenlängen (55) 127, 129, 130, 131, 134, (60) 139; Jupitertrabanten (51) 118, 119, 120; Gitterfehler (60) 140.
— und Morley (53) 122, 123.
Mikroskop (5) 7, (37) 85, (51) 120.
Miller und Morley (53) 123.
Mohler (43) 97.
Morley und Michelson (53) 122, 123.
— und Miller (53) 123.
Mouton (61) 145.

N.

Natriumlinien (14) 25, (24) 52, (33) 71, (36) 81, (39) 90, (44) 100, (61) 144.
Newton (13) 22, (24) 51, 52, 53.
Normalen der Längeneinheit (54) 125, 126, 127, (55) 127; der Masseneinheit (54) 125, 126, (58) 137; der Zeiteinheit (54) 125, 126; der Wellenlänge (60) 139, (61) 145.

O.

Ordnungszahl von Interferenzen (33) 72; Messung der — (55) 127, (56) 134, (57) 136.

P.

Paschen sh. Runge.
Perot sh. Fabry und Macé de Lépinay.
Phase (8) 13.
Phasensprung bei der Reflexion (19) 41, (21) 44.
Planck (47) 110.
Planparallele Platte (11) 17, (13) 23, (20) 42, (49) 113, (50) 114, (55) 127, (58) 137, (59) 138, (61) 140; Messung der Dicke und des Brechungsexponenten (59) 138.
Plattenfehler, Erkennung der (35) 77, (49) 113.
Poisson (17) 36.
Potsdam, großer Refraktor (37) 85.
Pringsheim (41) 96.
Prisma, Auflösungsvermögen des — (36) 80; von Fresnel (13), 21; von Gehrcke (30) 61; von Laue (53) 124.
Prismenwürfel (20) 43.
Pulfrich (50) 115.
Punktgesetz (6) 11.

Q.

Quarz, Inhomogenität des — (591) 39.
Quarzglaslampen (15) 30.
Quarzwürfel (58) 137, (59) 139.
Quecksilberlampe (15) 27.
Quecksilberlinien, Struktur der (39) 89, 90.

R.

Rayleigh (36) 81, (40) 93, (47) 110.
Reflexionsgitter (27) 56, sh. Gitter.
Reichenheim sh. Gehrcke.
Rowland (27) 57, (33) 73, (39) 89, (43) 99, (46) 109, (60) 139, 140, (61) 145.
Rubens und du Bois (26) 55.
Runge und Paschen (46) 108.
— und Kayser sh. Kayser.
Rutherford (27) 56.
Rydberg (48) 111.

S.

Scheel (50) 115.
Schmidt (52) 121.
Schönrock (49) 114, (59) 139.
Schuster (47) 110, (48) 111.
Schwarzschild (22) 49.
Schwingungsdauer (7) 12.
Sehweite (4) 7.
Serien (48) 110.
Sinuswellen (8) 12.
Snellius (11) 18.
Sonnenspektrum (60) 139, 140, (61) 142, 144, 145.

Spiegelversuch von Fresnel (10) 15.
Starck (42) 96, 97.
— und Küch sh. Küch.
Stéphan (51) 118, 119.
Stokes (21) 45.
Stufengitter (29) 60, (31) 65, (32) 69, (33) 73.
Superpositionsprinzip (9) 14.

T.

Talbotsche Streifen (58) 137.
Temperatur, Einfluß der — auf die Spektrallinien (41) 93; auf Brechungsexponenten (52) 121.
Temperaturwelle (1) 2.
Theorie des Zeeman-Effekts (45) 101; des Lichtes (2) 2, (7) 11, (8) 12, (9) 14, (22) 45, (44) 99; der Helligkeit eines von einer Linie erzeugten Bildes (6) 8; des Interferometers von Michelson (13) 23; der Intensitätsverteilung für zwei interferierende Strahlen (16) 31, (31) 62; für mehr als zwei Strahlen (17) 36, (18) 39, (19) 41, (31) 62; der Beugung des Lichtes an Öffnungen (22) 45; allgemeine — aller Spektralapparate (31) 62.
Thomson (46) 109.
Trabanten (39) 88.
Träger, nichtkörperlicher — der Wellenbewegung (1) 1.

U.

Undulationstheorie (2) 2.

V.

Verschiebung der Spektrallinien nach Stark (42) 96; durch Druck (43) 97; nach Zeeman (44) 99; (45) 101, (46) 108.
Vesta (51) 120.
Voigt (42) 96, (46) 109.

W.

Warburg (41) 95.
Wasserstofflinien (39) 90; Serienformel (48) 112.
Wellenbewegung (1) 1.
Wellenfläche (2) 3.
Wellenlänge (7) 11; Überlagerung von Interferenzen verschiedener —n (14) 25; —n der Kadmiumlinien (55) 134, (56) 135; Normalen für —n (60) 139, (61) 145.
Weltäther (2) 2.
Wood (41) 95.

Z.

Zapfen, Größe der — (4) 7.
Zeeman (42) 96, (44) 99, 100, 101, (45) 107, (46) 108, 109.
Zehnder (52) 121.
Zeiss (30) 62.
Zeiteinheit (54) 125, 126, 127.


G.E.STECHERT
& Co.
NEW YORK